D.A.CONASINSCHI E.I.TURLÁGHIN

INTRODUCERE IN TEHNICA FRECVENTELOR ULTRAINALTE

TRADUCERE DIN LIMBA RUSĂ

EDITURA ENERGETICA DE STAT

A. D. CONAŞINSCHI ŞI S. I. TURLÂGHIN

INTRODUCERE ÎN TEHNICA FRECVENȚELOR ULTRAÎNALTE

TRADUCERE DIN LIMBA RUSĂ

EDITURA ENERGETICĂ DE STAT
1 9 5 3

Scanned with OKEN Scanner

Această carte este recomandată de Direcția Pregătirii Tehnice a Comitetului Central al Consiliului Societății Voluntare de Ajutorare a Armatei din U. R. S. S. ca manual pentru cluburile de radio.

Lucrarea expune pe scurt proprietățile principale ale undelor electromagnetice de frecvență ultraînaltă și descrie funcționarea aparatajului folosit. Nu se dau formule de calcul și nici desene pentru proiectarea pieselor, ci se explică numai fenomenele și se descriu tipurile de aparate construite.

Cartea se adresează cercurilor largi de cititori.

Д. А. КОНАШИНСКИЙ и С. Я. ТУРЛЫГИН

ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИКУ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТ

ГОСЭНЕРГОИЗДАТ
1951

Scanned with OKEN Scanner

INTRODUCERE

Inainte de a începe studiul propriu zis al problemelor referitoare la frecvențele ultraînalte trebue menționate câteva chestiuni generale referitoare la câmpul electromagnetic.

Cititorul cunoaște probabil noțiunea de câmp electrostatic[1]). Direcția forțelor de interacțiune în diferitele puncte ale câmpului coincide cu direcția unor linii continue care pornesc dela sarcina pozitivă și se termină la sarcina negativă. Aceste linii se numesc linii de forță și permit o caracterizare simplă a câmpului. Un exemplu simplu de câmp electric este câmpul din dielectricul unui condensator plan încărcat, a cărui capacitate C se determină prin formula $C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$ în care :

S este suprafața fiecărei plăci exprimată în cm^2,

d — grosimea dielectricului dintre plăci exprimată în cm, iar ε este constanta dielectrică.

Fie U diferența de potențial (tensiunea) dintre plăcile condensatorului ; considerând câmpul omogen, adică presupunând că în dielectricul unui condensator plan, liniile de forță sunt drepte, dirijate perpendicular pe plăcile condensatorului și uniform distribuite în toate punctele (neglijând influența capetelor plăcilor), tensiunea între două puncte situate pe aceeași linie de forță, la o distanță de 1 cm unul de altul se poate ușor determina. Deoarece tensiunea U este distribuită uniform pe toată grosimea dielectricului, tensiunea pe o lungime de 1 cm dealungul unei linii de forță este egală cu $E = \frac{U}{d}$. Această mărime se numește intensitatea câmpului electric.

[1]) In baza proiectului terminologiei electrotehnice sovietice, alcătuit de către comisia comitetului de terminologie tehnică a Academiei de Științe a U.R.S.S., câmpul electrostatic este definit ca fiind o formă de existență a materiei, care se caracterizează prin continuitatea distribuției în spațiu și prin posibilitatea de acțiune mecanică asupra particulelor încărcate cu sarcini electrice, fiind produs de sarcini electrice invariabile ca mărime și poziție. (N. trad.).

Unul din cazurile cele mai importante şi mai frecvente este acela al unui condensator cu vid. Practic, un asemenea vid absolut nu poate fi realizat, însă orice vid aproximativ chiar şi spaţiul ocupat de un gaz la presiune normală, conţine o cantitate atât de mică de materie sub formă de molecule sau atomi încât influenţa acestor molecule asupra proceselor electrice este cu totul neglijabilă. In afară de aceasta, noi putem şi chiar trebue să considerăm că totdeauna în materie, câmpul electric are două componente : câmpul electric în vid absolut şi câmpul electric în atomii şi moleculele acestor substanţe. Rolul predominat îl are câmpul în vid.

Constanta dielectrică ε_0 a vidului absolut se alege ca unitate ($\varepsilon_0 = 1$) în sistemul electrostatic de unităţi *). Constanta dielectrică relativă a unui dielectric este totdeauna mai mare ca unitatea. Deaceea, dacă se măsoară capacitatea unui condensator având ca dielectric vidul şi apoi se introduce un dielectric oarecare între plăci, capacitatea condensatorului creşte din cauza creşterii lui ε. Efectul de creştere a capacităţii se datoreşte faptului că dielectricul suferă o „electrizare" sub influenţa forţelor electrice. Aceasta înseamnă că sarcinile electrice care intră în compunerea atomilor dielectricului se deplasează sub influenţa forţelor electrice, dând naştere unui câmp electric suplimentar. Sarcinile pozitive şi negative din dielectric nu se despart însă complect, ci se deplasează doar una faţă de

---

*) *N. trad.:* Constanta dielectrică (permetivitatea) a unui mediu se poate pune sub forma unui produs de doi factori

$$\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$$

unde ε_r este constanta dielectrică relativă $\left(\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)$ şi reprezintă valoarea numerică a constantei dielectrice a mediului respectiv şi nu depinde de sistemul de unităţi adoptat, ci numai de natura acelui mediu ; ε_0 este constanta dielectrică a vidului absolut şi depinde de sistemul de unităţi adoptat.

Astfel, în sistemul electrostatic de unităţi, (având ca unităţi fundamentale c, g, s, ε_0), ε_0 se alege ca unitate fundamentală de măsură şi deci $\varepsilon_0 = 1$.

In celelalte sisteme de unităţi utilizate în electricitate :

$\varepsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$ în sistemul electromagnetic de unităţi (cgs μ_0) neraţionalizat ;

$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{20}}$ în sistemul electromagnetic de unităţi (cgs μ_0) raţionalizat ;

$\varepsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^{9}}$ în sistemul practic de unităţi (MKSA) neraţionalizat ;

$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{9}}$ în sistemul practic de unităţi (MKSA) raţionalizat.

Scanned with OKEN Scanner

alta la o distanţă foarte mică x, alcătuind totdeauna perechi şi formând dipoli. Atunci se spune că dielectricul se polarizează. Introducând termeni din domeniul mecanicei se poate spune că fiecare dipol are un moment electric $p = ex$, unde e este sarcina dipolului (pozitiv sau negativ).

Proprietatea dielectricului de a se polariza se apreciază prin coeficientul $\varkappa$, numit susceptibilitate electrică (polarizabilitate) şi care este legat de constanta dielectrică prin relaţia $\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa$ sau $\varkappa = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$, din care rezultă că dacă $\varepsilon = 1$, $\varkappa = 0$. Acest calcul corespunde unui vid absolut, deoarece într'un vid absolut nu există niciun fel de sarcini şi deci vidul absolut nu se polarizează.

Gradul de polarizare al unui dielectric se poate exprima cu ajutorul mărimii P *), care reprezintă densitatea momentelor p în materie, adică P este egal cu suma momentelor diferiţilor dipoli cuprinşi într'o unitate de volum. In corpurile omogene, în care susceptibilitatea electrică este aceeaşi în toate punctele, P este proporţional cu intensitatea câmpului : $P = \varkappa E$, unde $\varkappa$ este susceptibilitatea electrică (polarizabilitatea).

Se ştie că sarcina electrică pe fiecare din plăcile condensatorului este $Q = CU$. Impărţind sarcina Q la suprafaţa S a plăcii, obţinem densitatea superficială σ a sarcinii, adică sarcina cuprinsă pe o suprafaţă de 1 cm^2 : $\sigma = \frac{Q}{S} = \frac{\varepsilon SU}{4\pi\, dS} = E \cdot \frac{\varepsilon}{4\pi}$. Dacă condensatorul are vidul ca dielectric, pentru care $\varepsilon = 1$, densitatea superficială a sarcinii va fi $\sigma_{vid} = \frac{E}{4\pi}$. Pentru un condensator cu un dielectric material, valoarea lui ε din expresia lui σ se înlocueşte prin $1 + 4\pi\varkappa$,

$$\sigma = \frac{E}{4\pi}(1 + 4\pi\varkappa) = \frac{E}{4\pi} + \varkappa E\ ;$$

unde

$$\frac{E}{4\pi} = \sigma_{vid},\quad \varkappa E = P,$$

şi deci

$$\sigma = \sigma_{vid} + P.$$

Mărimea P reprezintă astfel şi densitatea suplimentară a sarcinii pe plăcile condensatorului determinată de polarizarea

*) *N. trad.:* Numită polarizare electrică.

dielectricului. Acest fenomen este ilustrat în fig. 1, în care se indică lanțurile de dipoli precum și sarcinile suplimentare care apar pe plăci la polarizarea dielectricului și a căror valoare este proporțională cu $\varkappa$.

Câmpul electric este o formă de existență a materiei *). Structura acestei materii nu este încă pe deplin cunoscută. Se știe numai că dacă în câmpul electric nu există o substanță cu structură atomică, nu se produce în interiorul lui fenomenul de polarizare (adică $\varkappa = 0$). Se știe deasemenea că pe fețele sale există sarcini cu densitatea $\frac{E}{4\pi}$, care se află și pe plăcile conductoare ale condensatorului și că în fiecare centimetru cub din câmpul electric se localizează în vid o energie egală cu $\frac{E^2}{8\pi}$ iar în cazul unui dielectric, această densitate de energie este $\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon}$. Forțele care acționează în câmp sunt dirijate ca și cum liniile de forță ar fi întinse în lungime și strânse din „flancuri"; datorită acestui fapt ele tind să se scurteze și să se respingă reciproc. Intr'un câmp electrostatic orice linie de forță se termină pe o sarcină electrică.

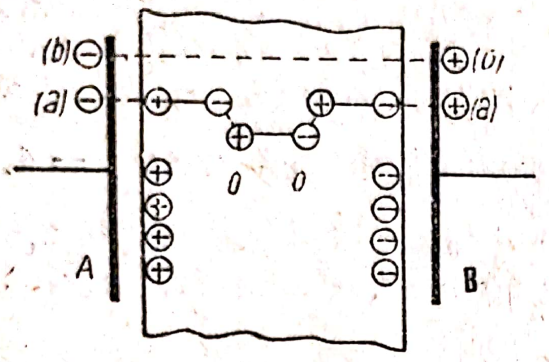


Fig. 1 — Schema unui dielectric polarizat situat între plăcile unui condensator.
a — lanț de dipoli, *b* — linie de forță care trece direct dela o placă la alta printre dipoli.

Dacă în spațiul dintre armăturile unui condensator plan se introduce o placă foarte subțire de metal, câmpul se împarte în două. In acest caz pe placă apar imediat sarcini pozitive și negative, care iau naștere sub influența câmpului. Liniile de forță ale câmpului întrerupte de placa metalică, se termină pe sarcinile de pe o față a plăcii și pleacă de pe sarcinile celeilalte fețe a acesteia. Intr'un câmp electrostatic, liniile de forță electrică sunt perpendiculare pe suprafața conductorului. In caz contrar, componenta forței electrice dirijată dealungul suprafeței conductoare ar produce o deplasare a sarcinilor pe această suprafață, care ar modifica câmpul când liniile de forță devin perpendiculare pe suprafața conductoare.

Dacă se scurtcircuitează armăturile unui condensator printr'un conductor (fig. 2), atunci prin conductor încep să se depla-

*) Vezi nota dela pag. 3.

Scanned with OKEN Scanner

seze sarcinile electrice de sens contrar, tinzând să se apropie cât mai mult unele de altele. In conductor rezultă o mișcare a sarcinilor electrice, adică apare un curent electric. Se reamintește că măsurarea curentului electric se face prin numărul de coulombi care trece într'o secundă printr'o secțiune a conductorului perpendiculară pe direcția de mișcare a sarcinilor. Numărul de coulombi pe secundă se numește intensitatea curentului și se exprimă în amperi *).

Legătura indisolubilă dintre curentul electric și câmpul magnetic care apare în jurul lui este caracteristică pentru orice

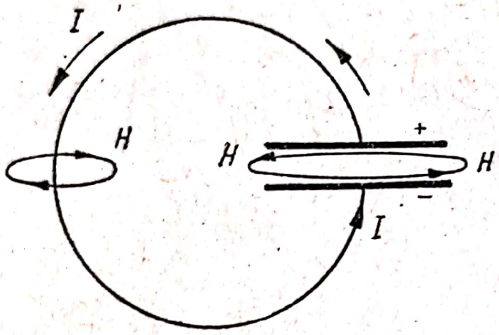


Fig. 2 — Câmpul magnetic în dielectricul unui condensator și în jurul conductorilor, la variația sarcinii condensatorului.

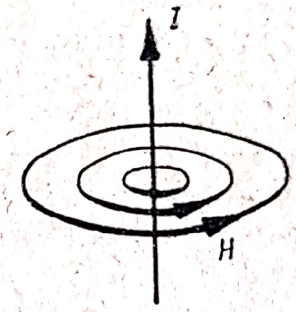


Fig. 3 — Liniile magnetice din jurul unui conductor foarte lung, prin care circulă un curent.

sarcină electrică în mișcare, adică pentru orice curent electric. Câmpul magnetic constitue o caracteristică esențială a oricărui curent electric și el poate exista, ca și câmpul electric, de altfel, atât în vid cât și în mediu material.

Când curentul circulă printr'un conductor liniar foarte lung, liniile magnetice iau forma unor cercuri concentrice care îmbrățișează conductorul ce trece prin centrul lor (fig. 3).

Ce se întâmplă în acest caz, în spațiul dintre armăturile unui condensator cu vid? Experiența arată că, atât între armături cât și în jurul lor, apare un câmp magnetic ale cărui linii de forță cuprind spațiul dintre armături la fel cum ar cuprinde un conductor. Acest câmp magnetic ia naștere în spațiul dintre armăturile condensatorului ca și cum curentul care circulă în momentul respectiv în conductor s'ar închide prin acest spațiu. In realitate, acest curent modifică densitatea de sarcină de pe armăturile condensatorului, căci între acestea există numai câmpul electric care dispare treptat pe măsura scurgerii sarcinilor de pe o armătură pe alta. Așa dar un câmp electric variabil se comportă la fel ca un curent și produce în

*) *N. trad.:* Coulombul și amperul sunt unitățile de măsură în sistemul practic de unități (MKSA), respectiv pentru sarcina electrică și curentul electric.

Scanned with OKEN Scanner

jurul său un câmp magnetic. Câmpul electric variabil în vid are denumirea foarte nepotrivită de „curent de deplasare", deşi nimic nu se deplasează în el şi nimic nu curge. Acest aşa zis curent de deplasare se măsoară în amperi, ca şi un curent obişnuit. Circuitul compus din armăturile condensatorului, dielectric şi conductori este astfel un circuit închis pentru curentul din conductor care este un curent obişnuit de sarcini în mişcare, iar în spaţiul dintre armături este un curent de deplasare. In ceeace priveşte curentul de deplasare într'un dielectric material, el trebue privit ca o sumă a curentului de deplasare în vid şi a curentului de deplasare a sarcinilor din dipolii dielectricului, sub acţiunea câmpului electric variabil. Primul dintre aceşti curenţi are un rol predominant, deoarece materia în general (şi dielectricii în special) este foarte puţin compactă. (Menţionăm, de exemplu, că electronii şi protonii corpului omenesc se află la distanţe relative atât de mari unul faţă de altul, încât dacă am reuşi să-i apropiem, ei ar ocupa un volum mai mic decât 10^{-6} mm^3).

Aceste proprietăţi ale câmpului electric variabil, precum şi fenomenele de inducţie în cazul câmpului magnetic variabil se produc absolut pentru toate frecvenţele cunoscute şi dacă la frecvenţele cele mai înalte, de exemplu la frecvenţa luminii vizibile, sau la frecvenţe şi mai înalte, au loc fenomene suplimentare, ele se datoresc proprietăţilor structurale ale materiei, proprietăţilor de rezonanţă a electronilor precum şi altor cauze care se manifestă tocmai la aceste frecvenţe atât de înalte. Se vor analiza în continuare fenomenele care se datoresc acestor proprietăţi (de exemplu: dispersia anormală, o serie de fenomene de difracţie, etc.). Intr'o serie întreagă de cazuri însă, procedeele tehnicii frecvenţelor ultraînalte, neobişnuite în comparaţie cu tehnica frecvenţelor mai joase, se datoresc numai micşorării dimensiunilor geometrice şi, în special, micşorării neproporţionale a lungimii de undă faţă de dimensiunile obiectelor pe care le lovesc undele în propagarea lor (obstacole, aparate, etc.).

Tehnica frecvenţelor ultraînalte diferă mult de radiotehnica obişnuită a undelor „lungi". In marea majoritate a cazurilor însă, această deosebire nu este principială, căci ea apare numai din necesitatea de a se lua în consideraţie anumite amănunte ale fenomenelor care în tehnica frecvenţelor mai joase nu joacă niciun rol.

Trecând la studiul proprietăţilor undelor electromagnetice, se vor sublinia în special acele particularităţi ale lor care se întâlnesc cel mai des în practică.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL I

UNDELE ELECTROMAGNETICE

Unda electromagnetică este un fenomen la producerea căruia participă câmpurile electrice şi magnetice variabile. Când într'un conductor oarecare se produc oscilaţii ale sarcinilor electrice, între diferitele puncte ale conductorului apare un câmp electric variabil, iar în jurul conductorului apare un câmp magnetic variabil. Conductorul dat crează astfel câmpuri electrice şi magnetice variabile legate între ele. Aceste câmpuri apărute într'un punct al spaţiului se propagă prin inducţie în punctele învecinate şi fenomenul de formare a acestor câmpuri, care începe în apropierea conductorului, cuprinde treptat, din punct în punct, întreg spaţiul prin care începe să se propage astfel o undă electromagnetică.

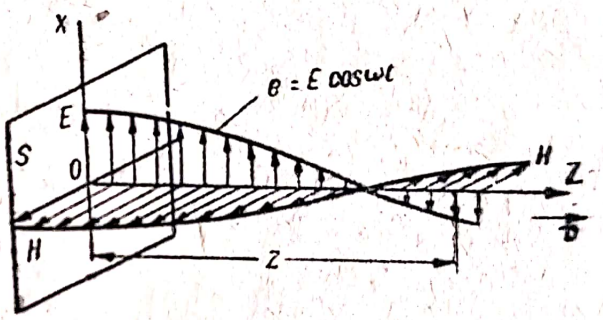


Fig. 4 — Reprezentarea câmpului electric şi magnetic (intensitatea E şi H a câmpurilor) într'o undă electromagnetică.

Considerând că într'un plan oarecare S (fig. 4) intensitatea câmpului electric este E_s şi că ea variază în timp după legea $E_s = E_0 \cos \omega t$, atunci la o distanţă de z cm de planul S (luată perpendicular pe plan), intensitatea câmpului electric va fi

$$E_z = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right).$$

Această expresie descrie aceeaşi lege de variaţie a lui E care se produce în planul S, dar aici variaţia se produce cu o întârziere $t_0 = \frac{z}{v}$, timpul necesar undei să se propage cu viteza v la o distanţă z cm de planul S. Într'adevăr, dacă într'un moment

oarecare t_1, valoarea lui E_s este $E_s = E_o \cos \omega t_1$, atunci E_z are aceeași valoare în momentul t, când $t - \frac{z}{v}$ este egal cu t_1. Prin urmare, $t - \frac{z}{v} = t_1$, de unde $t = t_1 + \frac{z}{v}$, adică E_z ajunge la aceeași valoare pe care o are E_s, cu o întârziere $t_o = \frac{z}{v}$.

Cu alte cuvinte, starea sau faza fenomenului observat la un moment dat în punctul inițial apare într'un punct situat la o distanță z mai târziu cu un timp $\frac{z}{v}$. Viteza v poate fi numită în acest caz *viteza de propagare a fazei sau viteza de fază.*

In același plan S (fig. 4) este indicată atât direcția lui E cât și cea a lui H. Câmpurile E și H sunt perpendiculare între ele și pe direcția lor OZ de propagare. Se obține aici o undă în care E și H au direcții bine determinate. O astfel de undă se numește *undă polarizată liniar sau undă polarizată.* In fizică planul xz în care se află câmpul E se numește *plan de oscilație,* iar planul yz în care se află câmpul H se numește *plan de polarizare.* In radiotehnică dimpotrivă, planul xz în care se află vectorul E, se numește *plan de polarizare.* Este posibilă polarizarea undei după un cerc sau o elipsă, atunci când direcțiile lui E și H se rotesc paralel cu planul xy, iar capetele vectorilor care reprezintă aceste câmpuri descriu un cerc sau o elipsă. In sfârșit este posibil și cazul unui amestec de diferite unde, când E și H nu au o direcție bine determinată, aceasta variind în mod arbitrar. Astfel de unde se numesc unde nepolarizate. In tehnică se folosesc aproape exclusiv numai unde polarizate liniar și acestea vor fi studiate în cele ce urmează.

Caracteristica principală a oricărei unde este perioada ei de repetare T; în cazul undelor electromagnetice, aceasta se măsoară în fracțiuni de secundă.

Pe lângă perioada T dată în secunde se folosește și noțiunea de frecvență $f = \frac{1}{T}$, a cărei unitate este hertzul. In cazurile când nu pot exista confuzii valoarea, $\omega = 2\pi f$, adică pulsația, se numește prescurtat, frecvență *).

Atât perioada T cât și frecvența f, pentru o anumită undă, sunt valori constante. Generatorii de radiounde funcționează deobicei pe o frecvență determinată și folosesc metode

*) *N. trad.:* Pulsația ω se mai numește și frecvență unghiulară.

foarte fine și complexe pentru ca frecvența generatorului să fie cât mai stabilă, adică să nu varieze.

In procesul modulației, de exemplu, când se lucrează în telefonie, în telegrafie, etc., emițătorul generează și radiază o serie întreagă de unde de diferite frecvențe; fiecare din aceste componente ale undelor se caracterizează însă totdeauna prin perioada ei constantă T, iar proprietățile acestei componente sunt determinate tocmai prin această perioadă independent de prezența celorlalte unde.

Acestea sunt proprietățile fundamentale ale unei unde electromagnetice. S'a vorbit de viteza ei v de propagare. In „vid", viteza de propagare pentru undele de orice frecvență este aceeași și are valoarea $v = c = 300\,000$ km/s. In mediile izolante (dielectricii perfecți), având o constantă dielectrică relativă ε_r, viteza de propagare pentru toate undele este mai mică și are valoarea

$$v = c \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}.$$

Această formulă se aplică la toate mediile. Introducând valoarea constantei dielectrice relative ε_r a mediului în care se propagă unda se obține viteza undei în acest mediu. Astfel, pentru „vid" $\varepsilon_r = 1$ și $v_{vid} = c$, pentru aer, la o presiune $p = 1$ Atm, $\varepsilon_{r\,aer} = 1{,}00059$ și $v_{aer} \approx c$ ($\varepsilon_{r\,aer} = 1{,}055$ la $p = 100$ Atm); pentru petrol lampant $\varepsilon_{r\,pet} = 1{,}96$ și $v_{pet} = 0{,}715\,c$. Formula dată este exactă pentru unde foarte lungi. De fapt ea își păstrează valoarea până la unde cu lungimi de câteva zeci de microni, dar este puternic influențată de fenomenul de dispersie anormală care va fi studiat ulterior.

Raportul $\frac{c}{v}$ poartă denumirea de *coeficient de refracție*.

Rezultă că coeficientul de refracție $n = \sqrt{\varepsilon}$.

Dacă viteza de propagare a undei este cunoscută, se cunoaște și lungimea λ a undei, adică drumul pe care unda îl parcurge în timpul unei perioade. Este evident că $\lambda = vT$, iar în vid $\lambda_{vid} = cT$. Când se trece dela vid la un mediu oarecare sau dintr'un mediu într'alt mediu, viteza de propagare a undei și în consecință lungimea undei variază, pe când frecvența f și perioada T rămân constante.

Lungimea de undă a unei radiații este diferită atunci când aceasta străbate medii diferite. Se poate vedea ușor că $f = \frac{c}{\lambda_{vid}}$.

Scanned with OKEN Scanner

Afară de noţiunea de „lungime de undă" λ se foloseşte uneori şi noţiunea de *coeficient de undă* $N = \frac{1}{\lambda}$, care indică numărul de lungimi de undă ce pot fi cuprinse într'un segment de 1 cm lungime.

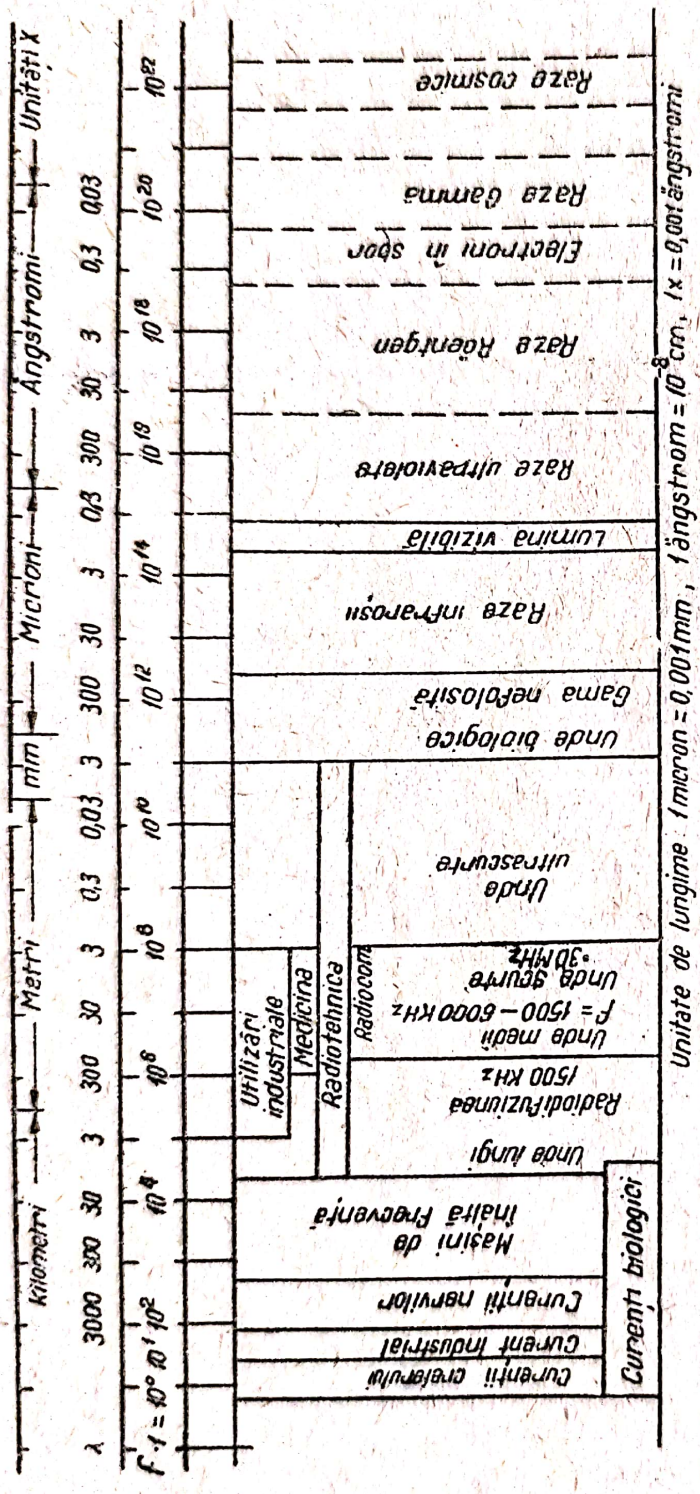


Fig. 5 — Spectrul undelor electromagnetice.

Radiotehnica foloseşte de fapt o întreagă gamă de frecvenţe a undelor electromagnetice; ea produce în mod artificial şi utilizează unde cu lungimi dela câţiva milimetri până la zeci de mii de metri. In practică trebue să se ia în consideraţie şi influenţa undelor ultraviolete asupra fenomenelor de propagare a radioundelor. Deasemenea la construcţia tuburilor electronice, trebue să se ţină seama de undele electronice (iar în prezent chiar şi de undele protonice). Spectrul undelor electromagnetice este reprezentat în fig. 5.

Cele arătate despre viteza v a undei se referă de fapt numai la cazurile când unda se propagă într'un mediu care nu absoarbe nimic din energia undei. In aceste cazuri, când unda se propagă într'un dielectric, apare numai o deplasare elastică a sarcinilor electrice fără să se producă o absorbţie apreciabilă de energie.

Pentru a determina valoarea curentului de deplasare care străbate fiecare centimetru pătrat al unei suprafețe dispuse perpendicular pe direcția câmpului E, se folosește formula obișnuită pentru determinarea curentului care circulă printr'un condensator.

In mediul străbătut de unda electromagnetică se separă un paralelipiped (fig. 6) astfel ca fețele lui superioară și inferioară să fie la o distanță de 1 cm una de alta și să fie perpendiculare pe direcția câmpului electric E. Este evident, că desfășurarea fenomenului nu este cu nimic modificată, dacă pe aceste fețe, perpendiculare pe liniile de forță, se așează armăturile la fel ca la un condensator obișnuit. Astfel paralelipipedul se poate considera ca fiind un condensator obișnuit de capacitate C; tensiunea între armăturile condensatorului, este în acest caz egală cu intensitatea câmpului care se consideră că variază după legea $e = E \sin \omega t$.

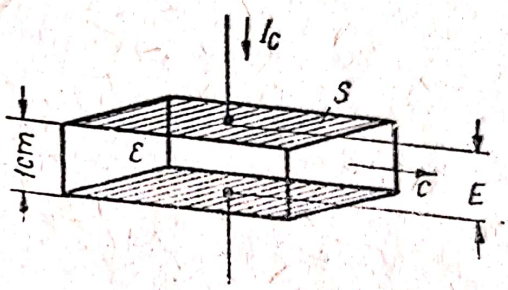


Fig. 6 — Schema condensatorului pentru calculul densității curentului de deplasare și a sarcinilor induse de câmpul electric pe armăturile condensatorului.

Din electrotehnică se știe că dacă tensiunea $U = E \cdot d$ aplicată la bornele unui condensator variază după legea de mai sus, prin dielectricul condensatorului, de la o armătură la cealaltă, circulă un curent de deplasare

$$i_c = \omega C d E \sin (\omega t + 90^0) = \omega C d E \cos \omega t \text{ *),}$$

unde $\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{c}{\lambda}$,

c este viteza luminii egală cu $3 \cdot 10^{1)}$ cm/s,

C — capacitatea condensatorului egală cu $\frac{\varepsilon_r S}{4\pi d}$ (cm ε_0) **)

---

*) *N. trad.:* $i_c = \frac{dQ}{dt} = C \frac{du}{dt} = C \cdot d \cdot \frac{de}{dt}$

**) *N. trad.:* Expresia capacității unui condensator este

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} = \frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{4\pi d}$$

In sistemul electrostatic de unități (cgs ε_0), $\varepsilon_0 = 1$ și atunci

$$C = \frac{\varepsilon_r S}{4\pi d} \text{ cm } \varepsilon_0,$$

unde S și d se exprimă respectiv în cm² și cm; unitatea de capacitate în sistemul electrostatic de unități este astfel cm ε_0.

Scanned with OKEN Scanner

unde

S este suprafața armăturilor exprimată în cm², iar

d — grosimea dielectricului condensatorului (în acest caz $d = 1$ cm).

Dacă curentul se exprimă în amperi, iar tensiunea $U = E \cdot d$ în volți, C trebue să fie exprimat în farazi (F) *), adică

$$C = \frac{\varepsilon_r S}{4\pi d} \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} F = \frac{\varepsilon_r S}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} F, \quad (d = 1 \text{ cm})$$

S fiind exprimat în cm². Atunci curentul de deplasare care revine pe o suprafață de S cm² se obține din formula :

$$i_c = 2\pi \frac{c}{\lambda} \frac{S}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} E \cos \omega t = \frac{SE^{(\text{volți})}}{60\lambda^{(\text{cm})}} \cos \omega t.$$

Este evident că amplitudinea acestui curent este $I = \frac{SE}{60\lambda}$ A.

Pentru a se determina curentul care circulă nu prin S cm², ci prin 1 cm², trebue să se împartă I prin S. Se obține atunci așa numita densitate de curent j, adică densitatea curentului de deplasare care revine pe 1 cm² din secțiunea transversală a dielectricului

$$j = \frac{I}{S} = \frac{E}{60\lambda} \text{ A/cm}^2.$$

In mod analog se poate determina sarcina pe plăcile condensatorului. Sarcina acumulată de un condensator este $Q = CE$. Folosind formula dată mai sus $I = \omega CE$, se determină $Q = CE = \frac{I}{\omega}$. Densitatea sarcinii, adică sarcina ce revine unei suprafețe de 1 cm², este :

$$\sigma = \frac{Q}{S} = \frac{j}{\omega} \frac{\text{coulombi}}{\text{cm}^2} = \frac{j}{\omega} \frac{1}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} \frac{\text{electroni}}{\text{cm}^2},$$

deoarece fiecare coulomb conține $1/1{,}6 \cdot 10^{19}$ electroni (sarcina electronului este egală cu $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulombi). Se vede că va-

---

*) *N. trad.* : In sistemul practic de unități (MKSA), unde $\varepsilon_0 = \frac{1}{9 \times 10^9}$ iar S și d se exprimă respectiv în m² și m, unitatea de capacitate este faradul,

$$1 \text{ F} = 9 \times 10^9 \text{ cm. } \varepsilon_0$$

Scanned with OKEN Scanner

loarea $Q = CE$ depinde numai de intensitatea E a câmpului electric și nu depinde de frecvența f a acestuia.

Se poate determina acum densitatea curentului de deplasare pentru orice valoare a lui E care ne interesează. Se compară între ele patru cazuri: două radiounde având lungimile de undă respectiv $\lambda = 1\,000$ m (100 000 cm), și $\lambda = 10$ cm pentru o intensitate a câmpului $E = 10\ \mu V/m = 10^{-7}$ V/cm și două componente ale radiației solare având lungimile de undă respectiv $\lambda = 0{,}5\ \mu$ și $\lambda = 0{,}2\ \mu$ (lumina vizibilă și lumina ultravioletă). Energia luminii solare este atât de mare, încât în fiecare minut cad trei calorii mici pe un centimetru pătrat din suprafața pământului, ceeace echivalează cu 2 kW/m². Din formula pentru energia câmpului electric rezultă $W = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi}$ erg/cm³, ceeace înseamnă că pentru lumina solară $E = 9$ V/cm (valoarea eficace). In acest exemplu se presupune că fluxul luminos al soarelui constă numai din unde cu $\lambda = 0{,}5\ \mu$ sau din unde cu $\lambda = 0{,}2\ \mu$. Folosind aceste valori se determină densitatea curentului de deplasare pentru undele de radio

$$j_{\lambda = 1\,000\text{ m}} = \frac{1}{6} 10^{-13}\ \text{A/cm}^2; \quad j_{\lambda = 10\text{ cm}} = \frac{1}{6} 10^{-9}\ \text{A/cm}^2$$

iar pentru radiația solară

$$j_{\lambda = 0{,}5\,\mu} = 3\,000\ \text{A/cm}^2; \quad j_{\lambda = 0{,}2\,\mu} = 7\,500\ \text{A/cm}^2.$$

Densitatea sarcinii (valoarea eficace) $q = \frac{j}{\omega}$ (exprimată în electroni/cm²) este

$$q_{\lambda = 1\,000\text{ m}} = \sim \frac{1}{18}\ el/\text{cm}^2; \quad q_{\lambda = 10\text{ cm}} = \sim \frac{1}{18}\ el/\text{cm}^2;$$

$$q_{\lambda = 0{,}5\,\mu} \approx 5 \cdot 10^6\ el/\text{cm}^2; \quad q_{\lambda = 0{,}2\,\mu} \approx 5 \cdot 10^6\ el/\text{cm}^2.$$

Din aceste valori se vede că radioundele cu o intensitate suficientă pentru recepție, în cazul când $\lambda = 10$ cm, au un curent de deplasare de mii de miliarde de ori mai mic decât lumina vizibilă. Acest raport scade numai de un număr de ori egal cu raportul dintre frecvențe, în caz că undele se iau de aceeași putere.

Comparând între ele cifrele obținute, rezultă că intensitatea este cu atât mai mare, cu cât frecvența este mai mare. In schimb, densitatea sarcinii pe armături nu depinde de frecvență, ci numai de intensitatea câmpului electric.

Scanned with OKEN Scanner

Densitatea sarcinilor este foarte mică (de numai câteva zeci de electroni) chiar și în cazul unui flux de radiație atât de puternic ca cel al soarelui (de milioane de ori mai puternic decât radioundele).

La propagarea undelor printr'un mediu în care energia undei este absorbită, mai apar în afară de curenții de deplasare și curenții de conducție, care crează un câmp magnetic propriu, și cedează energia lor mediului în care circulă.

In astfel de cazuri unda începe să se atenueze pe măsura deplasării ei. Primul lucru căruia trebue să i se acorde atenție este faptul că viteza undei depinde în acest caz de frecvența f (sau de perioada T), adică este diferită pentru diferite lungimi de undă. Variația vitezei de propagare a undei și absorbția ei depind de raportul dintre curentul de deplasare și curentul de conducție. Dacă frecvențele sunt înalte și câmpul este rapid variabil, atunci curentul de deplasare este mare, absorbția este mică și viteza undei diferă puțin de viteza ei de propagare într'un dielectric ideal fără pierderi.

Pentru a se aprecia deplasarea liniară x a sarcinilor care se obțin la propagarea undei, de exemplu printr'un mediu gazos, pentru o presiune normală a gazului de 760 mm, se consideră că în fiecare atom se deplasează numai un singur electron (aceasta corespunde deplasării liniare celei mai mari, deoarece x este cu atât mai mic cu cât numărul de sarcini care se deplasează în atom este mai mare). Notând cu e sarcina electronului, se determină momentul dipolului astfel obținut care este egal cu ex (fig. 7). Pentru un număr de $3 \cdot 10^{-19}$ atomi pe 1 cm^3 suma momentelor este egală cu $3 \cdot 10^{19}\ ex$ (mai exact $2{,}7 \cdot 10^{-19}\ ex$); această sumă trebue la rândul ei să fie egală cu momentul total care pentru exemplul examinat mai sus ($\lambda = 0{,}5\ \mu$) este 1 cm $\cdot$ 60 e. Astfel, $3 \cdot 10^{19}\ ex = 60\ e$. De aci, se află că $x = 2{,}0 \cdot 10^{-18}$ cm.

Deoarece diametrul electronului (considerând că acesta are o formă sferică) este $d = 6 \cdot 10^{-13}$ cm, deplasarea relativă a electronului este $x = \frac{1}{3 \cdot 10^5}\ d$, adică electronul se deplasează cu a 1/300 000-a parte din diametrul lui. O deplasare atât de mică a sarcinilor se obține chiar în cazul când se presupune că întregul curent de deplasare a sarcinilor în atomi se obține datorită deplasării sarcinilor în atomii gazului la polarizarea lui, ceeace de fapt nu se întâmplă, deoarece partea principală a curentului de deplasare este produsă datorită variației câmpului electric în „vidul" dintre atomi. Pentru o presiune normală a gazului, dealungul unei drepte oarecare în gaz, numai

Scanned with OKEN Scanner

1,3% din spaţiu este ocupat de atomi, iar 98,7% reprezintă spaţiul dintre atomi — „vidul". Prin urmare numai 1,3% din întreg drumul parcurs de undă este ocupat de atomi.

In cazurile când undele nu sunt absorbite în propagarea lor, mişcarea ondulatorie se poate propaga la distanţe foarte mari. Comparaţia dintre propagarea diferitelor fenomene ondu-

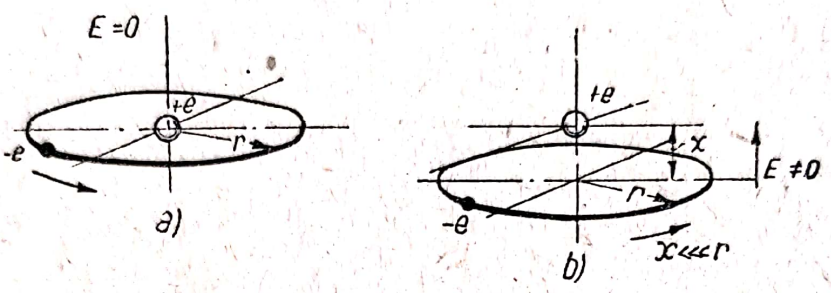


Fig. 7. — Un electron nedeplasat (*a*) şi un electron deplasat (*b*) de câmpul electric (— *e*) într'un atom de hidrogen. Mărimea deplasării $x \ll r$.

latorii: ondulaţiile acustice ale aerului, ale pământului, ale apei şi oscilaţiile electromagnetice, arată că unda acustică se propagă la distanţele cele mai scurte (ca măsurare absolută).

Undele marine şi undele scoarţei pământeşti produse de cutremure, străbat spaţii mult mai mari. Propagarea valurilor marine se observă până la distanţe de 7—8000 km ($T = 16$ s; $v = 25$ m/s; $\lambda = 400$ m) ceeace echivalează cu aproximativ 20 000 lungimi de undă. Valurile marine produse de cutremure străbat distanţe şi mai mari. Astfel la erupţia vulcanului Krakatoa s'au observat cazuri, când propagarea unui val s'a făcut la o distanţă de 20 000 km. La locul de apariţie, înălţimea valului era de aproximativ 35 m, lungimea lui de 524 km; el a parcurs astfel o distanţă de aproximativ numai 40 lungimi de undă.

Spaţiul străbătut de undele electromagnetice bate însă toate recordurile. Aceste unde (lumina) sosesc la noi din regiunile cele mai îndepărtate ale Universului cunoscute în prezent, ca de exemplu dela galaxiile (acumulări de stele) îndepărtate şi necesită pentru propagarea lor (cu o viteză de 0,3 milioane km/s) un timp de aproximativ 150 milioane ani. Exprimând această distanţă printr'un număr, obţinem valoarea de $180 \cdot 10^{19}$ km. Dacă undele electromagnetice n'ar avea aceste proprietăţi, astronomia nu ar exista şi cunoaşterea Universului prin mijloacele actuale ar fi imposibilă.

S'au studiat până acum perioada undelor, viteza şi lungimea lor.

Urmează acum studiul despre natura mișcării ondulatorii. Pentru aceasta nu se consideră undele electromagnetice, ci undele produse de oscilațiile mecanice care sunt mai simple și au multe proprietăți comune cu undele electromagnetice din punct de vedere al oscilațiilor.

Mișcarea unei particule poate fi rezultatul participării ei la o serie întreagă de oscilații separate. In acest caz, atâta timp cât deplasarea particulelor este proporțională cu forțele care acționează (adică în domeniul relațiilor liniare), deplasarea rezultantă a particulei este o simplă sumă geometrică a deplasărilor produse de fiecare oscilație separată, la care particula participă independent de celelalte oscilații. Studiul de față nu se poate opri mai amănunțit asupra acestui fapt, considerând aceste fenomene cunoscute.

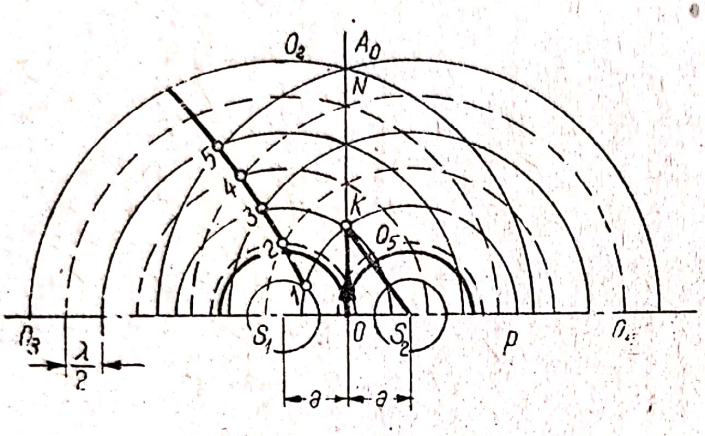


Fig. 8. — Modul de dispunere a fazelor maximelor și minimelor undelor care pleacă dela două surse S_1 și S_2. Deplasarea crestei cu o viteză variabilă (punctul K) dela punctul O până la A_0.

Considerând că pe planul PQ se află două surse de unde, două centre de oscilații S_1 și S_2 (fig. 8) se presupune că în aceste centre se produc „sinfazat" oscilații ale particulelor de aceeași amplitudine. Prin termenul „sinfazat" se înțelege că perioada și faza oscilațiilor acestor particule sunt egale, adică dacă în centrul S_1, particula (sau sarcina) care oscilează ajunge într'un anumit moment la maximul deplasării sale pozitive, atunci și în centrul al doilea, S_2, particula (sau sarcina) atinge în același moment aceeași stare. Este evident că nu se poate vorbi despre niciun fel de situație sinfazată permanentă, dacă perioada oscilațiilor în centrele S_1 și S_2 este diferită.

Pentru fiecare moment se poate reprezenta destul de simplu „câmpul ondulatoriu" produs de sistemul S_1 și S_2.

Se vede în primul rând că orice punct de pe axa OA^0 care trece prin mijlocul distanței dintre S_1 și S_2, se află la aceeași distanță atât de S_1 cât și de S_2. Undele produse de emițătorii sinfazați S_1 și S_2 vor ajunge în orice punct de pe axa OA_0 în același moment necesitând pentru această deplasare un timp egal și prin urmare vor ajunge în fază și deci amplitudinile lor se vor aduna. Dacă fiecare undă are în acest punct

Scanned with OKEN Scanner

amplitudinea a, atunci unda rezultantă are amplitudinea $2a$. Deoarece energia oscilațiilor (sau intensitatea luminii) este proporțională cu pătratul amplitudinii, energia dealungul liniei OA_0 se mărește de patru ori și este proporțională cu $4a^2$; în cazul undelor luminoase radiația după axa OA_0 este de patru ori mai strălucitoare decât în cazul unei singure surse de radiație.

Pentru studiul fenomenului în celelalte puncte din planul PQ, se trasează din S_1 și S_2, ca centre, o serie de cercuri ale căror raze diferă cu o semiundă. Dacă liniile pline reprezintă într'un moment oarecare pozițiile de maxim a undelor, liniile punctate indică pozițiile de minim a undelor. Acolo unde se intersectează liniile pline sau liniile punctate între ele, se obține o oscilație rezultantă, de amplitudine dublă, adică la intersecția liniilor continue se obține un maxim, de înălțime dublă, iar la intersecția liniilor punctate se obține un minim, de adâncime dublă. Insemnând punctele de intersecție prin cerculețe, se observă că ele se succed unul după altul într'o anumită ordine, formând o linie curbă. Această curbă este formată din cerculețele care indică punctele de intersecție. Această reprezentare este efectuată într'un moment arbitrar. In momentele următoare, cercurile, urmărind mișcarea maximelor și minimelor, se deplasează îndepărtându-se de punctele S_1 și S_2. Primul cerc se deplasează treptat în locul celui de al doilea, cel de al doilea în locul celui de al treilea, etc. Se obține o „rază curbilinie" a undei rezultante (de interferență).

Ce se produce însă în locurile de intersecție a liniilor pline cu liniile punctate? Aici deplasarea rezultată a particulei se compune dintr'o ridicare spre un maxim și o coborîre concomitentă cu aceeași distanță spre un minim. Prin urmare, particula rămâne imobilă. Insemnând punctele de intersecție a liniei pline cu linia punctată prin cruciulițe, ele formează o linie foarte asemănătoare cu cea precedentă. In toate punctele acestei linii este un repaus complect. In cazul radiațiilor luminoase, dealungul acestei curbe este întuneric. In planul PQ se obține astfel, o familie de curbe, separate între ele prin zone de repaus, care formează la rândul lor o familie analoagă de curbe. Aceste curbe se numesc hiperbole. Centrele S_1 și S_2 sunt focarele comune ale tuturor acestor hiperbole, care, pentru acest motiv sunt hiperbole omofocale. In fig. 9 sunt reprezentate razele curbilinii hiperbolice. Pe un ecran interpus în calea acestor raze se obțin zone de oscilații puternice (A_0, A_1, A_2) și de oscilații slabe (B_1, B_2).

Scanned with OKEN Scanner

Dacă punctele S_1 și S_2 sunt surse de unde acustice sau luminoase de aceeași amplitudine care se propagă în spațiu, căile de propagare a undelor se obțin rotind toată fig. 9 în jurul axei S_1S_2. In acest caz, hiperbolele se transformă în hiperboloizi de rotație (fig. 10). Lumina se propagă dealungul suprafețelor curbilinii. Este interesant că orice fază a undelor care se formează prin compunere pe dreapta S_1S_2 se deplasează după compunere nu pe dreapta S_1S_2, ci perpendicular pe ea, îndepărtându-se cu o viteză enormă de linia S_1S_2, după cum se va vedea în cele ce urmează.

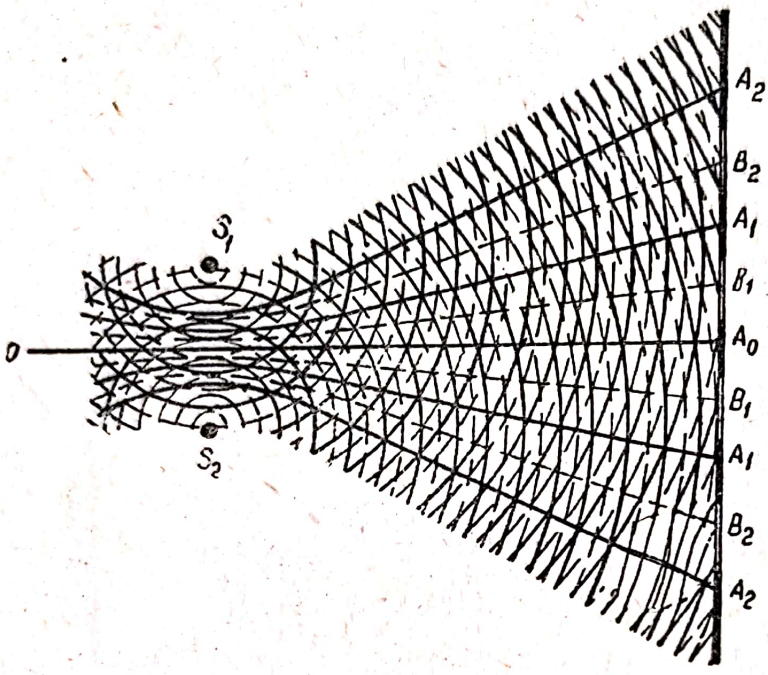


Fig. 9— Imaginea generală de interferență a undelor produse de două surse (curbarea razelor).

In fig. 11 este dată imaginea formării unor astfel de raze hiperbolice, obținute pe suprafața mercurului cu ajutorul a două ace, reprezentând două centre de oscilație. Acele sunt fixate pe piciorul unui diapazon aflat în oscilație și sunt cufundate în mercur (în figură se văd bine cele două familii de cercuri care se îndepărtează). Razele întunecate care diverg radial sunt locurile de oscilație. Acolo unde sunt se află maximele undelor, lumina este absorbită foarte puternic și se obține o umbră. In locurile unde nu există oscilații, lumina nu este absorbită și suprafața mercurului este iluminată uniform.

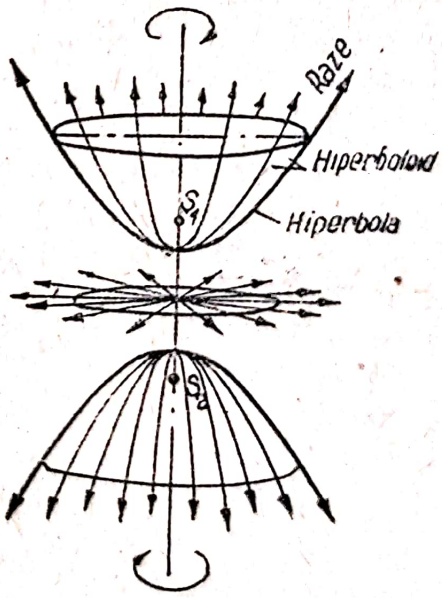


Fig. 10—Propagarea undelor dealungul suprafeței unui hiperboloid.

Acest fenomen se poate explica ușor pe cale matematică.

Se consideră un punct oarecare M (fig. 12). Segmentele r_1 și r_2 reprezintă drumul pe care trebue să-l străbată undele

respectiv din fiecare centru S_1 și S_2. Pentru ca în punctul M oscilația rezultantă să aibă amplitudinea maximă fiecare undă trebue să ajungă acolo cu aceeași fază. Aceasta se întâmplă numai dacă diferența dintre drumurile parcurse adică diferența dintre distanțele S_1M și S_2M (diferența de drum) este egală cu zero sau cu un număr întreg de lungimi de undă, adică dacă :

$$r_1 - r_2 = \pm m\lambda = \pm 2n\left(\frac{\lambda}{2}\right),$$

unde $r_1 = S_1M$; $r_2 = S_2M$ și $m = 0, 1, 2, 3\ldots$ Numărul $2n$ este totdeauna un număr par.

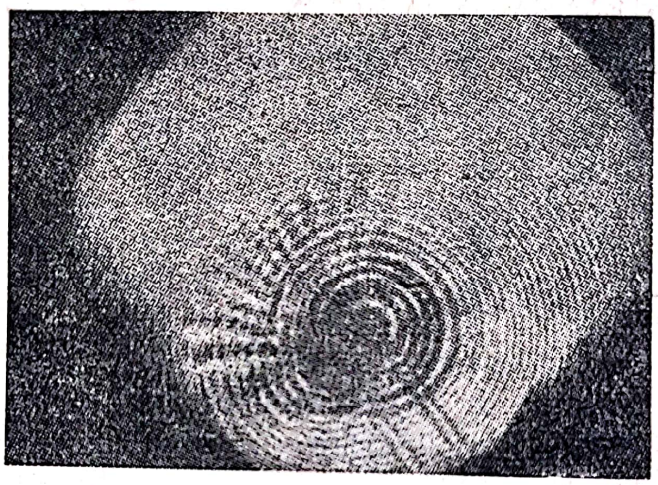


Fig. 11 — Fotografia undelor de interferență care se obțin pe suprafața mercurului (liniile întunecoase reprezintă umbra produsă de undă. Acolo unde nu este umbră, nu sunt nici unde).

In toate punctele care satisfac această relație, diferența dintre fazele oscilațiilor care se compun este egală cu un număr par de semiunde și oscilațiile sunt maxime (lumina cea mai puternică în cazul undelor luminoase).

Tot astfel în punctele în care unda vine cu amplitudini egale, însă cu faze opuse, este totdeauna repaus, adică nu au loc niciun fel de oscilații. Această condiție se exprimă în felul următor :

$$r_1 - r_2 = \pm (2n + 1)\frac{\lambda}{2},$$

r_1 și r_2 reprezintă mărimile arătate mai sus, iar $n = 0, 1, 2, 3\ldots$

Numărul $(2n + 1)$ este totdeauna impar.

Oricare ar fi valoarea lui m și n se obține astfel o condiție generală : diferența dintre distanțele r_1 și r_2 (diferența de drum)

Scanned with OKEN Scanner

este egală cu o mărime constantă pentru punctele de lumină sau întuneric.

Se știe din geometrie că o curbă alcătuită din astfel de puncte este o hiperbolă. Astfel se obțin o serie de hiperbole omofocale, deoarece centrele S_1 și S_2 sunt focarele comune tuturor acestor hiperbole. Dacă distanța dintre S_1 și S_2 este egală cu $2a$, numărul de hiperbole „luminoase" este egal cu numărul întreg din fracția supraunitară $\frac{2a+\lambda}{\lambda}$. Între hiperbolele luminoase se află hiperbole întunecoase. In cazul când a este un număr întreg de unde sau semiunde, se obțin, printre altele, două hiperbole care trec prin focare și se transformă astfel în drepte care coincid cu axa O_3O_4.

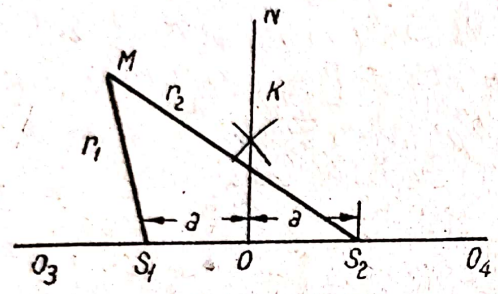


Fig. 12 — Condițiile care determină maximele și minimele de interferență.

Atunci când două surse punctiforme S_1 și S_2 emit unde sferice, hiperbolele se transformă în suprafețe de hiperboloizi de rotație, care se obțin prin rotația hiperbolelor din fig. 9 în jurul axei S_1S_2.

Un fenomen foarte interesant care se produce în acest caz este următorul : Fie un centru de radiație S_1 ; acesta radiază unde reprezentate prin cercuri (fig. 8). Viteza acestor unde este egală cu c, ceeace înseamnă că orice fază a ei (adică maximul, minimul sau o fază intermediară) se propagă cu viteza c. Intr'adevăr, dacă, de exemplu, creasta undei ar începe să se miște mai repede decât depresiunea ei, unda s'ar deforma, schimbându-și perioada, maximul undei următoare s'ar suprapune peste minimul undei anterioare, iar imaginea reprezentativă a undelor s'ar distruge. Deasemenea cel de al doilea centru de radiație S_2 radiază unde care se propagă cu viteza c în același mod. Să vedem cum se propagă diferitele faze ale undelor dealungul dreptei ON (fig. 8); de exemplu cum se deplasează maximele undelor pe această dreaptă? Este evident că deplasarea unui maxim este determinată de mișcarea punctului de intersecție dintre două cercuri desenate printr'o linie groasă continuă, de exemplu punctul K. Distanța dela acest punct la axa O_3O_4 este OK. Maximul undei în punctul K ia naștere când două maxime ale undelor care vin din S_1 și S_2 ajung în punctul O. Fronturile acestor unde reprezintă în acest moment cercuri cu raza a. In timpul t, frontul undei ajunge până în punctul K, adică propagându-se cu viteza c, el se deplasează cu lungimea

$O_5K = ct$, iar maximul care se formează în punctul O pleacă din O spre K parcurgând distanța OK. După cum se vede, aceasta este mult mai mare decât O_5K. Din triunghiu dreptunghi OKS_2 rezultă [1])

$$OK = x = \sqrt{(a + ct)^2 - a^2} = \sqrt{(ct)^2 + 2act} > O_5K = ct$$

Prin urmare, viteza v_K de deplasare a punctului K este mai mare decât c. Ea este :

$$v_K = c\frac{a + ct}{\sqrt{(a + ct)^2 - a^2}} = c\frac{KS_2}{OK}.$$

Această formulă arată că viteza punctului K, adică viteza fazei din unda considerată care se propagă în direcția ON, este o mărime variabilă și este diferită în diferitele puncte de pe această dreaptă.

In momentul apariției maximului corespunzător punctului K, avem $OK = 0$. Presupunând că în formula pentru v_K, $OK = 0$, rezultă că $v_K = \infty$ (infinit). După un timp destul de mare, când mărimea OK este aproape egală cu KS_2, atunci $v_K = c$. Cele arătate se pot înțelege privind distanța dintre maximele undelor dispuse pe linia ON. In apropierea axei $O\,O_4$, lângă punctul O, ea este mult mai mare decât λ, iar la o distanță mare de O, ea este aproape egală cu λ.

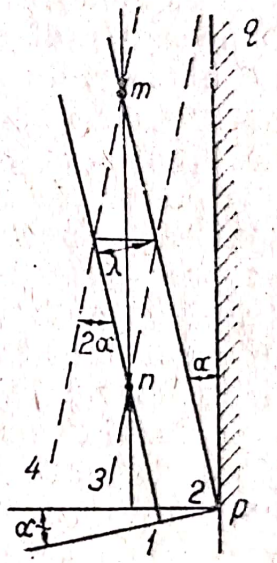


Fig. 13 — Determinarea vitezei de fază în cazul reflecției undelor.

Viteza de propagare a fazei undei (adică viteza „de fază") este în acest caz o mărime variabilă care trece prin toate valorile între ∞ și c, în timp ce undele componente, radiate din O_1 și O_2 au fiecare viteza c. In mod analog variază viteza fazei și în celelalte raze hiperbolice.

Variația vitezei „de fază" se poate produce și la reflecție. In fig. 13 se arată cum unda incidentă pe o oglindă pq cade sub un unghi α față de suprafața ei. Maximele acestor unde (situate la distanța λ unele de altele) sunt indicate prin linii pline, iar cele ale undelor reflectate, prin linii întrerupte. Compunerea maximelor *1* și *3* se produce într'un moment oarecare în punctul n. Până când maximul *1* trece în poziția *2*, propagându-se cu viteza c, maximul *3* trece în pozi-

[1]) Pentru matematicienii amatori se indică următoarele : pentru a afla viteza în punctul K, trebue calculat $\frac{d}{dt}(OK) = \frac{dx}{dt}$; derivând expresia lui OK în raport cu t, se determină viteza de deplasare a crestei undei.

ția 4, iar punctul lor de intersecție unde se efectuează compunerea trece din n în m, parcurgând drumul nm, paralel cu planul oglinzii pq. Se poate vedea că viteza de fază (a maximului), în acest caz, este $v_f = c\frac{1}{\sin\infty}$.

Viteza de fază este constantă, deoarece unghiul 2α de întâlnire a fronturilor de undă, este aici constant, ceeace nu se petrece în primul caz studiat. Pentru $\alpha = 0$, viteza de fază este infinită. Sensul fizic al acestei expresii este foarte simplu. Aceasta înseamnă că, deoarece în acest caz planurile cu faze egale coincid și nu se întretaie, pentru trecerea undei între două puncte care se află pe o suprafață de aceeași fază, nu este nevoie de niciun timp. La acest caz important se va reveni ulterior.

Trebue menționat că în toate cazurile când se formează unde sau radiații de interferență, se observă o viteză de fază mărită, ca, de exemplu, la formarea undei în apropierea unei antene care radiază energie, atunci când în antenă regimul de lucru este permanent.

Afară de noțiunea foarte importantă a vitezei de fază, mai sunt încă două noțiuni fundamentale — *viteza de grup* și *viteza de propagare a semnalului*. Viteza de grup este viteza unui grup întreg de unde. Tocmai despre un grup de unde este vorba în cazul unui transport de energie prin unde. Fără a se indica definiția relativ complicată a acestei viteze, trebue indicat numai că în general, într'un mediu în care nu se produce absorbția undelor, adică într'un mediu care nu dispersează și în care undele de orice lungime au aceeași viteză, vitezele de fază și vitezele de grup nu diferă între ele. In restul cazurilor, produsul dintre viteza de fază f_v și viteza de grup v_{gr} este egal cu pătratul vitezei de propagare a undei în spațiul liber :

$$v_f \cdot v_{gr} = c^2.$$

Din această relație rezultă că pentru $v_f = \infty$ se obține $v_{gr} = 0$. Aceasta indică în mod foarte sugestiv cazul reflecției undelor. Când viteza v_f este aproape paralelă cu oglinda, are loc un transport de energie dealungul oglinzii. Insă pentru unghiul $\alpha = 0$, $v_f = \infty$, iar $v_{gr} = 0$, astfel că în direcția oglinzii nu se transmite niciun fel de energie (se obțin unde staționare).

Mult mai complicată este problema vitezei undelor în cazul fenomenelor nestaționare dintr'o antenă, care se va studia atunci când va fi vorba de propagarea semnalului. Semnalul începe și se termină printr'un fenomen nestaționar. Apariția

unui grup de unde care poartă o parte apreciabilă din energia semnalului, este anunțată de așa numitele „unde premergătoare", iar prima din ele este un grup de unde cu o frecvență variabilă și mult mai înaltă decât a semnalului, care se propagă cu viteza c independentă de natura mediului.

Primele amplitudini ale acestui grup sunt foarte mici (aproximativ egale cu zero). După aceste unde premergătoare vin o a doua serie de unde a căror frecvență se apropie de frecvența semnalului. Noțiunea despre viteza semnalului este nedefinită și foarte complicată.

Compunerea oscilațiilor (interferența) are un rol foarte important în funcționarea antenelor „complexe" formate din mai multe elemente active. Folosind diferite combinații de astfel de elemente și dispunându-le în plan sau chiar în spațiu la o distanță de o jumătate lungime de undă (și uneori la un sfert de lungime de undă), radiația se poate îndrepta în direcția dorită printr'un fascicol destul de îngust și cu o dispersie relativ mică în direcțiile care nu interesează.

Se presupune că antenele formate din mai multe elemente active sunt suficient de cunoscute din practica undelor scurte, astfel că se studiază aici numai sistemele de dirijare pentru undele decimetrice și pentru undele mai scurte, adică pentru frecvențe dela $3 \cdot 10^9$ Hz în sus ($> 3\,000$ MHz). Pentru aceasta trebue însă studiat fenomenul de difracție.

Fenomenul de *difracție* (împrăștiere) constă în apariția unor fascicole de unde și în abaterea lor dela propagarea rectilinie. Incă în fig. 8 s'a obținut o rază a cărei traiectorie este o hiperbolă, adică o curbă și nu o dreaptă. Plecând dela faptul că fiecare punct în care se produc oscilații electromagnetice constitue o sursă elementară de radiație independentă (dacă nu sunt obstacole în calea de propagare a undei) aceasta duce la noțiunea de rază rectilinie ; se poate trage concluzia că atunci când sunt perturbări în propagarea undei se formează o distribuție complicată a undelor rezultante, mai ales dacă dimensiunile corpurilor perturbatoare sunt mici în comparație cu lungimea de undă. Perturbările menționate se pot datora atât corpurilor „transparente" cât și corpurilor „opace".

In cazurile cele mai simple, fenomenele de difracție pot fi evaluate relativ ușor, iar intensitatea undei într'un punct oarecare poate fi apreciată prin simpla compunere a intensităților undelor care converg în acel punct, luându-se în considerație fazele lor. Cu alte cuvinte, problema poate fi rezolvată cu ajutorul ecuației simple dela pag. 9 .Deobicei, unda rezultantă urmează să fie determinată la o distanță foarte mare de

Scanned with OKEN Scanner

punctul în care se produce difracția (locul perturbării); deaceea intensitatea diferitelor raze poate fi considerată egală. In ceeace privește faza, putem spune că ea se poate exprima mai simplu în fracțiuni din lungimea de undă, așa cum s'a făcut la studiul undelor produse de două surse sinfazate.

Iată un exemplu schematic care este tipic. Se admite că în fig. 14, punctul S este sursa unei unde electromagnetice a cărei lungime de undă este λ. Se interpune în drumul razei SK un ecran opac MN, în care se taie o fantă inelară îngustă AB cu raza $r = OA = OB$. Este evident că undele care ies din S cu aceeași fază și parcurgând distanțele SA și SB, ajung în A și B deasemenea în fază, deoarece $SA = SB$. Punctele A și B devin surse independente de radiație și se ajunge astfel la cazul celor două surse studiate mai sus. Se poate întâmpla ca în spațiul MNK să existe anumite puncte care să nu fie deloc luminate (fanta se presupune îngustă). Se interpune ecranul PQ și se studiază iluminarea lui. In punctul central C, egal depărtat de A și B, toate razele converg cu aceeași fază și deci amplitudinile lor se însumează. In cazul razelor luminoase aici este lumină, adică în centru este o pată luminoasă. Un alt punct luminat este punctul D, pentru care $AD - BD = \lambda$. Prin urmare, pe ecranul PQ se obține un inel luminos cu o rază medie CD. Este evident că se obțin foarte multe inele de acest fel. Cu cât depărtarea de punctul C crește, cu atât se întâlnesc mai multe fâșii circulare întunecate și luminoase, a căror lățime se micșorează treptat, iar iluminarea lor scade.

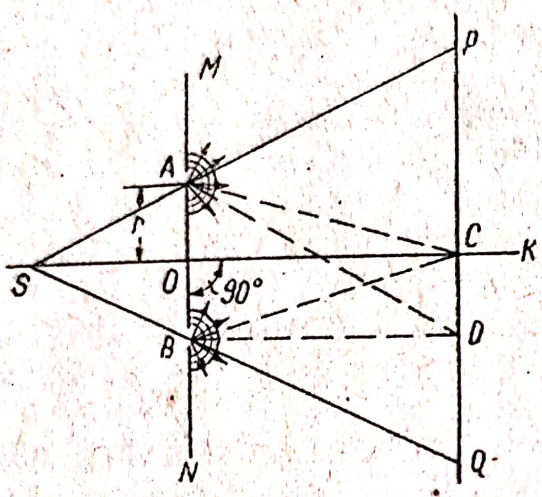


Fig. 14 — Difracția produsă de o fantă inelară.

Un tablou asemănător de difracție se obține și în cazul când se îngrădește sursa de lumină cu un disc opac CD (fig. 15). Descriind din punctul O de pe dreapta SO, normala pe discul CD, suprafețe sferice cu razele R, $R + \frac{\lambda}{2}$; $R + 2\frac{\lambda}{2}$... se împarte suprafața sferică a frontului undei AB într'o serie de zone inelare a, b, c, d ... Datorită faptului că undele sunt decalate cu o jumătate de lungime de undă, acțiunile asupra punctului O a jumătăților adiacente a două zone suprapuse se vor anula reciproc și astfel lumina ajunge în punctul O numai dela jumă-

tatea zonei *a* mai apropiate de ecran. Deaceea, în punctul *O* este totdeauna lumină.

Acest fenomen, observat experimental pentru prima dată în 1715 şi apoi dat uitării, este din nou studiat cu ajutorul calculelor teoretice efectuate pe baza teoriei ondulatorii a luminii. Rezultatele obţinute apar atât de neverosimile, încât servesc drept bază pentru negarea teoriei ondulatorii a luminii, deoarece

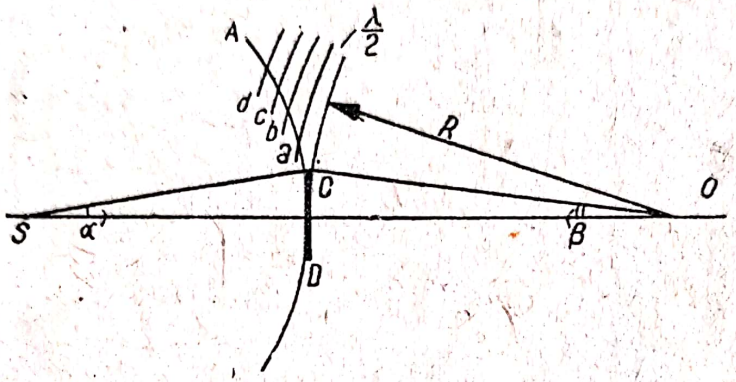


Fig. 15 — Difracţia produsă de un ecran opac.

ea duce la astfel de „absurdităţi". Fără a insista asupra amănuntelor, trebue menţionat că tot atât de „neaşteptat" poate apărea aspectul iluminării, atunci când lumina trece printr'un mic orificiu rotund. Dacă, astfel cum se arată în fig. 15, *CD* este un mic orificiu în ecranul prin care trece lumina, atunci în diferite locuri de pe dreapta *SO*, care trece prin centrul acestui orificiu îngust, este, succesiv, când lumină, când întuneric, pe măsură ce punctul *O* se depărtează de *S*. In fig. 16 sunt reproduse câteva imagini ale iluminării în cazul difracţiei produse la trecerea undei luminoase, printr'un mic orificiu rotund cum şi în cazul difracţiei produse de un disc opac, de un ecran şi de un fir de păr.

Acest exemplu arată că în cazul când dimensiunile geometrice ale corpurilor şi orificiilor sunt comparabile cu lungimea de undă, va trebui neapărat să se ţină seamă de natura ondulatorie a câmpului electromagnetic care determină fenomenele de difracţie. Desigur că toate fenomenele descrise se produc şi în radiotehnica undelor lungi. Mărind toate dimensiunile geometrice de atâtea ori de câte ori se măreşte lungimea de undă, se obţine o imagine identică (de difracţie sau interferenţă) în repartiţia undelor. In radiotehnica undelor lungi însă, dimensiunile geometrice ale sistemelor utilizate nu sunt cu mult mai mari decât dimensiunile sistemelor folosite în frecvenţe ultra-înalte, pe când lungimea de undă în cazul undelor lungi şi în

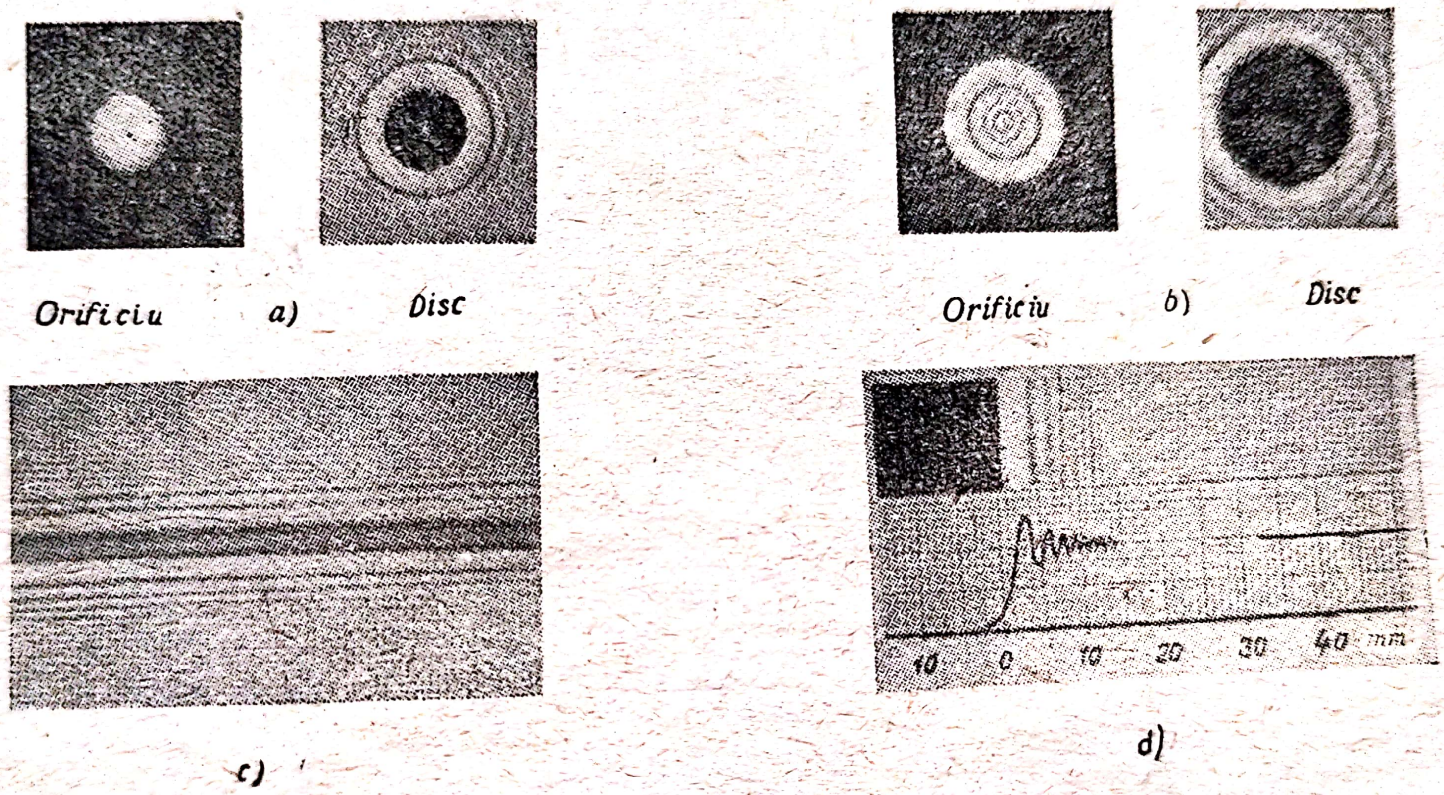


Fig. 16 — Imagini de difracţie.

Difracţia produsă de un orificiu şi de un disc. *a* — Difracţia în cazul când orificiul cuprinde două zone (fig. 15) (şi respectiv când discul reţine două zone). *b* — Imaginea care corespunde la opt zone. Atunci când lumina trece printr'un orificiu şi când există un număr par de zone, în centru este totdeauna întuneric; când numărul zonelor este impar, în centru este lumină. In cazul unui disc opac în centru este totdeauna lumină. *c* — Difracţia produsă de un fir de păr de cal cu diametrul de 0,22 mm. *d* — Difracţia produsă de marginea ecranului. Sus este o fotografie, iar jos este curba intensităţii luminoase calculată teoretic. Marginea se află pe abscisa $x = 0$. Curba arată o perfectă coincidenţă între calculul teoretic şi experienţă.

cazul frecvențelor ultraînalte diferă considerabil. Aceasta este una din cauzele care fac ca tehnica frecvențelor ultraînalte să se deosebească de tehnica undelor lungi.

Problemele menționate încep să apară odată cu desvoltarea tehnicei undelor scurte și în special a undelor ultrascurte, care permit folosirea unei serii de elemente radiante, dispuse la distanțe apreciabile unul de altul. Aceste elemente însumează, în anumite direcții undele radiate de ele și dau datorită acestui fapt, adevărate imagini de difracție și interferență în diagramele lor de radiație. Aceste probleme devin de o importanță și mai mare atunci când se lucrează în gama undelor decimetrice, centimetrice sau chiar mai scurte. In teoria difracției aplicată la microscop se demonstrează că se poate „vedea", adică se poate obține imaginea unui obiect de dimensiuni mici, numai în cazul când el este iluminat cu o lumină a cărei lungime de undă este cel puțin de două ori mai mică decât dimensiunile obiectului. Același lucru se poate spune despre radiounde. Un munte enorm de ghiață poate fi „văzut" desigur cu ajutorul radiolocației și în cazul unor lungimi de undă de 60—80 m, însă a „vedea" cu ajutorul acestor unde un avion este imposibil, deoarece avionul este prea mic pentru ele. Deasemenea, din punct de vedere tehnic este posibil să se utilizeze o oglindă în cazul unei unde cu lungimea de 10 centimetri, însă pentru o undă de 60—80 m, acest lucru este aproape irealizabil. In cazul unei unde având $\lambda = 60—80$ m, radiația poate fi dirijată în direcția dorită cu ajutorul unei oglinzi, însă un adevărat front de undă reflectat (monoton) nu mai poate fi obținut în acest caz. In schimb se obține o imagine de difracție prezentând mai multe fascicole (loburi), iar lobul principal se încearcă a se îndrepta spre stația cu care se comunică. Ar fi greșit să se creadă că reflectarea undelor de lungime mică cu ajutorul oglinzilor nu este însoțită de producerea unei difracții. Oglinda iluminată care reflectă o rază poate fi comparată în această privință cu orificiul rotund prin care trece lumină. Dacă orificiul și oglinda sunt mici în raport cu lungimea de undă, se obține o imagine clară de difracție, după tipul celei reprezentate în fig. 16 *a*. Treptat, odată cu creșterea dimensiunilor, ea se estompează, iar când dimensiunile oglinzii sunt mari în comparație cu lungimea de undă, imaginea de difracție datorită marginilor oglinzii este atât de neînsemnată, încât poate fi neglijată.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL II

OGLINZI ŞI LENTILE

Reflectoare

Raţionamentele anterioare şi studiul fenomenelor de mai sus, permit tratarea mai amănunţită a funcţionării sistemelor care concentrează razele într'o anumită direcţie.

Se vor studia acum oglinzile (reflectoarele) şi lentilele, iar funcţionarea pâlniilor electromagnetice se va trata în capitolul V, la ghiduri de unde. Avantajul principal al folosirii oglinzilor constă în faptul că pentru toate lungimile de undă utilizate în radio, energia se reflectă pe metal la fel de bine, independent de lungimea de undă, iar reflecţia se produce cu atât mai bine, cu cât conductibilitatea metalului este mai bună. Deaceea, nu este necesară o grijă prea mare în alegerea materialului pentru a se obţine o absorbţie cât mai mică a energiei undelor, aşa cum se întâmplă la construirea dispozitivelor de refracţie, adică a lentilelor (cele arătate mai sus sunt valabile numai pentru undele de radio, deoarece radiaţiile infraroşii precum şi radiaţiile cu lungimi de undă şi mai scurte reflectându-se pe diferite substanţe, pot da uneori o reflecţie selectivă şi îşi pot mări strălucirea relativă).

In baza celor spuse mai sus, la construirea lentilelor sau oglinzilor trebue urmărit, în primul rând, ca lungimea de undă să fie de 10—20 ori mai mică decât diametrul „dispozitivului optic" folosit, iar în al doilea rând, ca sursa de radiaţie să aibă dimensiuni mici sau să lipsească complect, ceeace se obţine uşor prin folosirea pâlniilor electromagnetice.

Nu este necesară o polisare prea fină a suprafeţei oglinzii, deoarece neuniformităţile cu dimensiuni de $\frac{1}{20}\ \lambda$ dau o deformare atât de mică a frontului undei, încât practic ea nu poate fi observată şi astfel oglinda funcţionează ca o oglindă „ideală".

Oglinzile cel mai des folosite sunt cele parabolice de forma unui paraboloid cilindric sau a unui paraboloid de rotaţie (fig. 17).

Oglinda parabolică foloseşte o proprietate importantă a parabolei. Orice punct M al parabolei se află la o distanţă egală de focarul parabolei F şi de directoarea ei DD (fig. 18). (Se reaminteşte că în sistemul de coordonate XOY, ecuaţia unei parabole raportată la axă şi tangenta în vârf este $y^2 = 2px$, în care y este distanţa oricărui punct M la axa X, iar x este distanţa la axa y; factorul p poartă denumirea de parametrul parabolei. Directoarea parabolei se numeşte dreapta DD paralelă cu axa Y,

dusă la o distanță $x = -\frac{p}{2}$. Avem $MF = MR = x + \frac{p}{2}$. Aceasta înseamnă că toate razele care ies din punctul F (razele au desigur aceeași fază, deoarece ele sunt produse de aceeași sursă de radiație), după ce se reflectă de parabolă, pot fi considerate raze paralele care pleacă din toate punctele dreptei DD, păstrând aceeași fază. Intr'adevăr, luând punctele de pe o dreaptă oarecare NN, se observă ușor că lungimea drumului fiecărei raze dela F până la NN este o mărime constantă egală cu distanța dintre NN și DD. Astfel, lungimea drumului FMM' este $FMM' = FM + MM' = RM + MM' = D$; $FKK' = FK + KK' = R'K + KK' = D$, etc. Din aceste relații rezultă că frontul sferic al undei care iese dintr'o sursă situată în focarul F, se transformă într'un front plan NN. Drumurile parcurse de unde până la NN unt egale și astfel ele ajung într'un punct de pe dreapta NN, fără ca între drumurile parcurse să existe o diferență de drum, optică. Normalele Mn, Kn în orice punct al parabolei împarte respectiv unghiurile FMM', FKK' în părți egale, ceeace înseamnă că legea fundamentală a reflecției — egalitatea dintre unghiul de incidență și unghiul de reflecție — este îndeplinită.

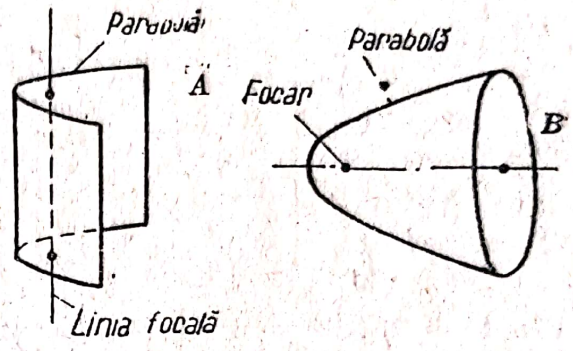


Fig. 17 — Forme de oglinzi parabolice (reflectoare).
A — paraboloid cilindric, *B* — paraboloid de rotație.

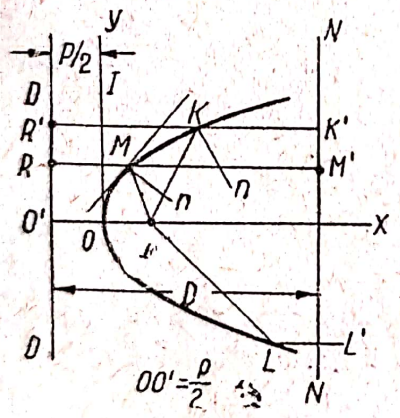


Fig. 18 — Relațiile geometrice la o parabolă. Lungimea drumului dela focarul F la oricare punct de pe parabolă (M, K, L...) și dela parabolă la ecranul plan (punctul M', K', L'...) etse totdeauna aceeași. $FMM' = FKK'$, $= FLL' = ...$

Așadar, razele care ies din focarul F și sunt reflectate de parabolă devin paralele. In ceeace privește intensitatea diferitelor raze ale acestui fascicol paralel, ea este diferită, ceeace contribue la îmbunătățirea, iar un la înrăutățirea funcționării oglinzii.

Inainte de reflecție, când unda ce ia naștere în punctul F are un front sferic, pe elementul de suprafață al oglinzii, în punctul M, cade mai multă energie decât pe elementul din jurul

punctului K, deoarece $FM < FK$. In fig. 19 este dată diagrama de variație a intensității razei în diferite zone în care parabola reflectă razele. Se vede că fascicolul este îngust, deoarece în apropierea axei lui, el are intensitatea maximă.

Din punct de vedere matematic, focarul parabolei este un punct ale cărui dimensiuni sunt nule. De fapt, (din punct de vedere fizic), orice sursă de radiație are anumite dimensiuni. Razele ce pleacă din regiunile sursei situate pe axa OX mai aproape de parabolă decât focarul F, formează după reflecție un fascicol de raze divergente; în schimb, razele ce pleacă din regiunile elementului radiant aflate dincolo de focarul F dau naștere unui fascicol de raze convergente, care se intersectează la o distanță oarecare de oglindă și apoi devin deasemenea divergente. Un fascicol de raze, aproape identic, care converg și apoi diverg, este produs de elementele care se află în afara focarului F, pe o linie paralelă la axa Y. Gradul de perturbare a paralelismului razelor depinde de dimensiunea sursei de energie, iar pentru ca perturbarea să fie mică, dimensiunile sursei trebue să fie și ele cât se poate de mici. In cazul când elementul radiant este un dipol, se obține o rază foarte puțin divergentă, deoarece părțile dipolului care radiază cel mai mult sunt cele centrale, care se află în apropierea focarului.

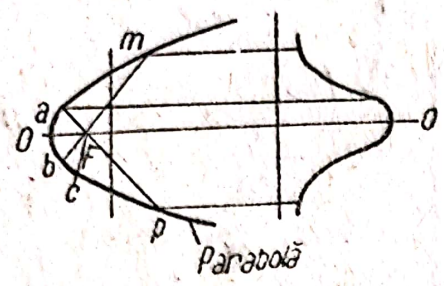


Fig. 19 — Distribuția intensității în cazul razelor reflectate de o parabolă. In centrul fascicolului intensitatea este mai mare decât la margini, deoarece lungimea razelor dispuse central $F_a, F_b, F_c \ldots$ este mult mai mică decât cea a razelor periferice $F_m, F_n, F_p \ldots$

In fig. 20 este arătat un exemplu de folosire practică a unui astfel de reflector parabolic cu un diametru $D = 240$ cm care emite o undă cu lungimea de aproximativ $\lambda = 19$ cm (1 600 MHz). Prin urmare, în acest caz $\frac{D}{\lambda} = 12{,}6$ și difracția datorită marginilor oglinzii poate fi considerată mică. Lungimea elementului radiant plasat în focar este de aproximativ 10 cm. Puterea radiantă este de 0,5 W. Creșterea densității relative de energie datorită reflectorului este de 30 db (față de densitatea de energie produsă de un vibrator simplu). Prin folosirea unei oglinzi sferice suplimentare (fig. 21), care înlătură raza directă produsă de elementul radiant și o înapoiază la oglinda parabolică, se obține o amplificare suplimentară de 5 db. Amplificarea totală este astfel de 35 db. Cu alte cuvinte, în comparație cu un element radiant simplu, amplificarea puterii obținută

Scanned with OKEN Scanner

prin acest sistem de oglinzi este de 3 160 ori mai mare, adică în direcţia razei, radiaţia devine echivalentă cu radiaţia unui element simplu, cu o putere de $0{,}5 \cdot 3\,160 = 1{,}5$ kW.

Lentile. Deasemeni dimensiunile lentilelor trebue să fie mult mai mari decât lungimea de undă.

Lentilele, ca şi reflectorul, schimbă forma frontului undei ; în acest caz, unda trebue să treacă prin lentilă. Deaceea, materialul din care este fabricată lentila trebue să fie, pentru unda respectivă, cât mai transparent posibil, adică el trebue să lase să treacă unda fără a absorbi o cantitate însemnată din energia ei. In optică se folosesc exclusiv lentile „de încetinire", adică lentile în interiorul cărora viteza de propagare a undei este mai mică decât viteza c a luminii în vid. In fig. 22 este reprezentată o astfel de lentilă precum şi o sursă punctiformă S de energie electromagnetică. Inainte de lentilă, frontul undei este sferic (AKB), iar după lentilă, unda este plană (MN). Intreaga energie radiată de sursă în conul PSQ, după ce a trecut de lentilă, se transmite printr'un fascicol paralel în toate punctele. In planul MN, oscilaţiile sunt în fază.

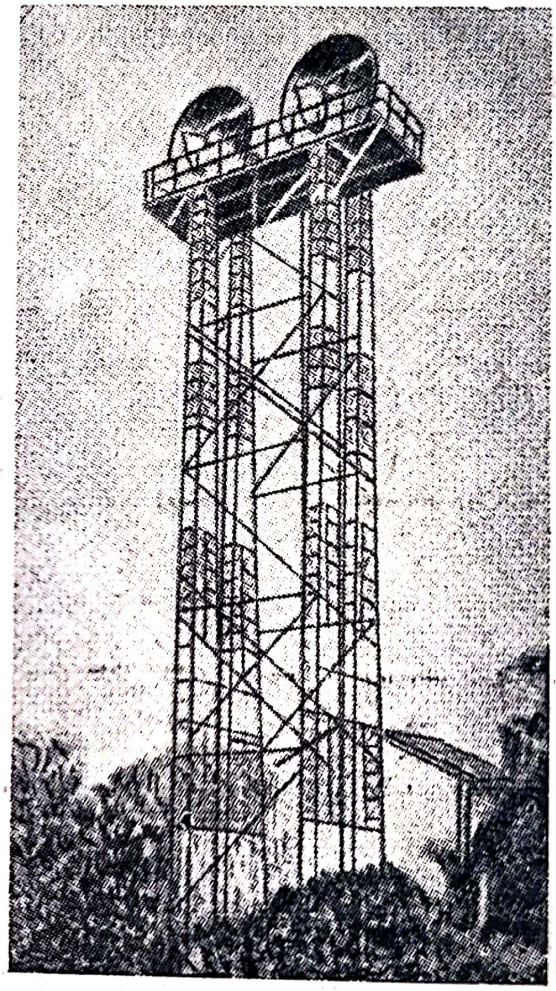


Fig. 20 — Un post cu reflectoare parabolice.

Prin urmare, timpul de trecere a undei pe oricare drum, *Sabc*, *Sklm*, etc., trebue să fie acelaşi deşi lungimea fiecărui drum este diferită. Această durată egală de trecere se obţine datorită faptului că diferitele raze care după cum s'a văzut se propagă mai încet în interiorul lentilei parcurg drumuri de lungimi diferite, astfel că lentila absoarbe unda în mod diferit, mai puternic pe lungimea kl a drumului mai scurt *Sklm* şi mai slab pe lungimea ab a drumului mai lung *Sabc*. Aceasta este imaginea fizică a fenomenului. Raza de curbură R a supra-

feţelor care delimitează lentila se calculează în funcţie de coeficientul de refracţie n a materialului din care este fabricată lentila şi în funcţie de distanţa focală principală $SK = F$ a lentilei. De exemplu pentru o lentilă planconcavă, $R = (n-1)F$, unde n este indicele de refracţie al materialului, iar F distanţa focală principală.

Se ştie că structura unui dielectric cristalin reprezintă o reţea de ioni dispuşi în spaţiu în mod simetric şi după un sistem bine determinat. Deoarece ionii de semne contrare se atrag conform legii lui Coulomb, fiecare ion este înconjurat de

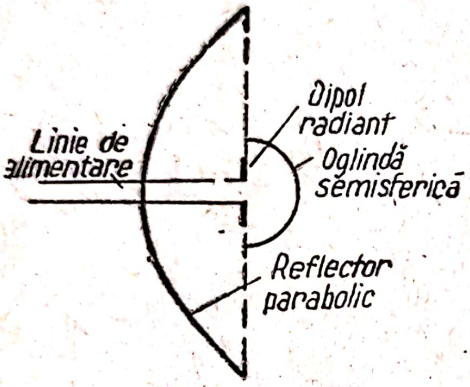


Fig. 21 — Reflector semisferic pentru eliminarea razei directe (nereflectată de parabolă) a dipolului.

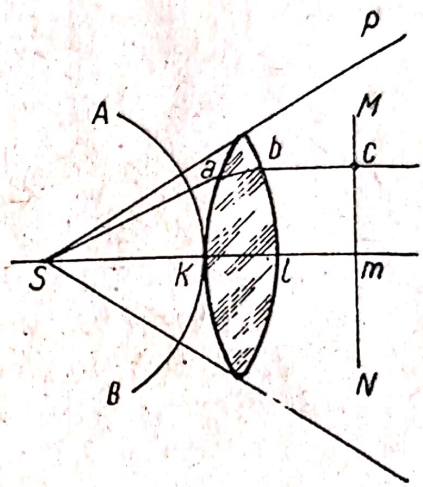


Fig. 22 — O lentilă convexă transformă frontul sferic al undei AkB într'un front plan MmN.

ioni de semn contrar care se află la anumite distanţe (fixe) faţă de aceştia, ceeace duce la formarea unei reţele de ioni, a cărei rezistenţă şi stabilitate sunt determinate de sarcinile electrostatice ale ionilor şi de razele lor. Plecând dela consideraţii pur geometrice se poate calcula de exemplu, numărul de ioni pozitivi care trebue să înconjoare un ion negativ, pentru ca sistemul să aibă o energie potenţială minimă, adică să fie cât mai stabil. In fig. 23 este dat un exemplu de reţea cristalină aparţinând unui cristal de sare de bucătărie (NaCl), în care fiecare ion este înconjurat de şase ioni de semn opus. La trecerea undei electromagnetice se produce o deplasare a electronilor din ionii reţelei ; electronii se pot deplasa elastic şi au o frecvenţă proprie de oscilaţie. Acest fenomen determină aşa numita „dispersie normală", adică variaţia indicelui de refracţie n în funcţie de lungimea de undă λ, astfel că n creşte cu micşorarea lui λ. Datorită acestui fenomen, o prismă deviază razele violete mai puternic decât pe cele roşii (care au o lungime de undă mai mare decât cele violete) ; o lentilă focalizează mai aproape de ea razele violete decât pe cele roşii, ceeace duce la aşa numita

„aberaţie cromatică", adică la apariţia unor focare diferite pentru razele de diferite lungimi de undă şi la descompunerea luminii albe în culorile componente. Dar cu cât frecvenţa radiaţiei se apropie de frecvenţa proprie de oscilaţie a electronilor, se produce o rezonanţă, ceeace determină amplitudini foarte mari de oscilaţie a electronilor şi deci o absorbţie puternică din energia undei (precum şi o reflecţie puternică a acesteia).

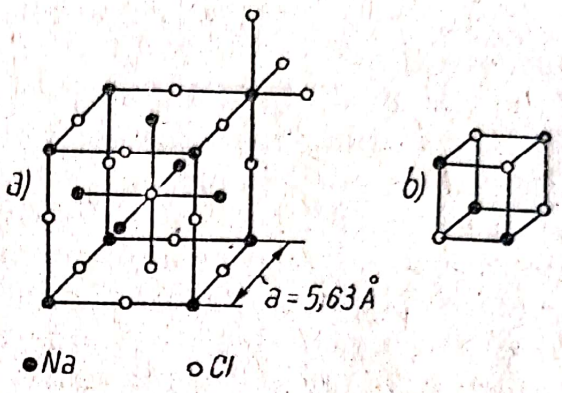


Fig. 23 — Reţeaua cristalină de ioni a clorurii de sodiu NaCl.

a — Fiecare ion de clor este înconjurat de 6 ioni de natriu (şi invers); *b* — un element separat din acest sistem.

Acest fenomen influenţează variaţia coeficientului de refracţie n, în funcţie de lungimea de undă λ. Pe măsura apropierii de rezonanţă, se intră în domeniul „dispersiei anormale". O relaţie tipică între coeficientul de refracţie n şi lungimea de undă λ este reprezentată în diagrama din fig. 24. Observăm că în cazul dispersiei anormale în domeniul absorbţiei puternice a undei, coeficientul de refracţie n al multor corpuri, devine mai mic decât unitatea, ceeace înseamnă că viteza de propagare a acestei unde este mai mare decât viteza c a luminii (fig. 24 *b*). Este foarte interesant faptul că la multe metale n este mult mai mic decât unitatea. Astfel, la argint, aur şi cupru, pentru radiaţia galbenă, n este respectiv egal cu: 0,27; 0,58 şi 0,65. Pentru sodiu valoarea lui n este cuprinsă între $n = 0{,}054$ şi $n = 0{,}0045$; ultima valoare corespunde unei viteze de propagare v de 220 ori mai mare decât c.

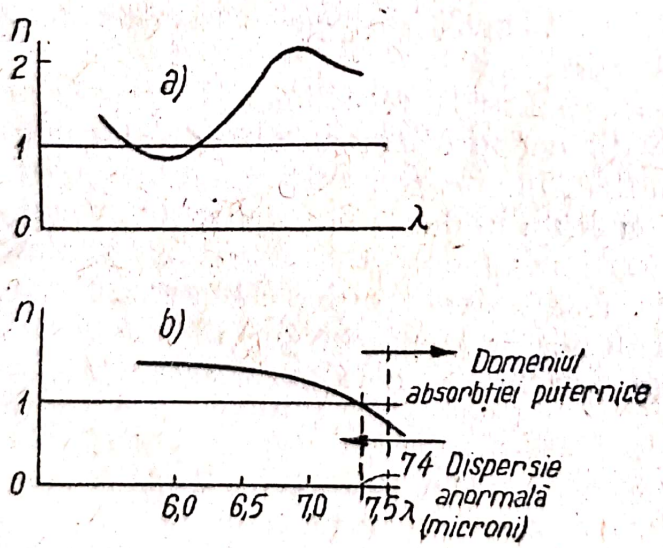


Fig. 24 — Variaţia coeficientului de refracţie n cu lungimea de undă în domeniul absorbţiei.

a — curba totală de variaţie a lui n; *b* — o parte a curbei, pentru n în cazul cuarţului.

Lentilele pentru undele de radio pot fi executate din aceeaşi dielectrici ca şi lentilele optice. Dificultatea constă

numai în materialul şi greutatea lentilei, deoarece pentru o lungime de undă destul de mare, dimensiunile lentilei sunt şi ele mari, grosimea ei devine apreciabilă, iar greutatea excesiv de mare. Deaceea lentilele continue pot fi folosite numai la undele cele mai scurte.

In majoritatea cazurilor, în locul lentilelor continue formate dintr'un material cu un coeficient de refracţie diferit de cel al mediului ambiant, se folosesc în radiotehnică lentile de tipuri complect diferite, care amintesc de lentila acustică „lentila cu puf" (construită de fizicianul rus N. A. Ghezehus). Această lentilă reprezintă o cavitate limitată de o suprafaţă plană şi una sferică, confecţionate dintr'o sită de sârmă subţire. In această cavitate, de forma unei lentile planconvexe se introduce puf cu o densitate diferită. Deoarece viteza sunetului în mediul de puf — aproximativ 200 m/s (197—211 m/s) — este mai mică decât viteza sunetului în aer (340 m/s), o astfel de lentilă are toate însuşirile proprii lentilelor în general.

O metodă analoagă de realizare a unui mediu neomogen artificial pentru a trece prin el undele electromagnetice, este aceea a lui M. A. Bonci-Bruevici. Dacă într'un dielectric oarecare cu constantă dielectrică egală chiar cu unitatea, se dispun într'o anumită ordine discuri, inele, fâşii, etc. de dimensiuni mici şi confecţionate dintr'un material bun conducător, rezultă un dielectric „metalic", în care viteza de propagare a undei este mai mică decât în „vid". Dintr'un astfel de dielectric metalic [1]) se pot fabrica lentile.

Un astfel de dielectric poate fi considerat din aceleaşi puncte de vedere ca şi un dielectric cristalin obişnuit. La trecerea undei electromagnetice, în incluziunile metalice apar curenţi de frecvenţă egală cu cea a undei, adică apare un curent, ceeace constitue un fenomen analog cu cel care are loc într'un dielectric cristalin. Când ne aflăm departe de rezonanţa dintre frecvenţa undei electromagnetice şi oscilaţiile proprii ale particulelor incluse în dielectric, constanta dielectrică relativă ε_r' a unui astfel de sistem este

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_r + \alpha N,$$

unde ε_r este constanta dielectrică relativă a mediului care nu conţine incluziunile metalice,

α — capacitatea de polarizare a fiecărui element inclus, iar

N — numărul de elemente incluse într'un cm^3.

[1]) Este mai corect să numim un astfel de dielectric „dielectric metalizat".

Scanned with OKEN Scanner

Mărimea α depinde de forma și dimensiunile particulelor incluse. Dacă acestea se consideră având o formă sferică de diametru d, atunci $\alpha = 0{,}5\,\pi\varepsilon_r' d^3$; dacă ele se consideră ca având forma unor discuri, atunci $\alpha = \frac{2\varepsilon_r' d^3}{3}$; iar dacă se consideră că au forma unor fâșii de lățime b atunci $\alpha = \frac{\pi}{4}\varepsilon_r' b^2$. Atâta timp cât influența reciprocă a diferitelor incluziuni este suficient de mică (ceeace se întâmplă când $\varepsilon_r < 2$), viteza undei este $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}$, iar coeficientul de refracție $n = \sqrt{\varepsilon_r}$. In cazul unui număr mare de elemente incluse, ε_r și n pot ajunge la valori foarte mari: $\varepsilon_r = 225$, $n = 15$. Din cauza influenței reciproce puternice dintre elemente, asemenea valori pentru ε_r și n se pot stabili numai experimental. Nu trebue să se uite că, cu cât dielectricul modifică mai mult viteza undei, cu atât el o reflectă mai puternic pe suprafața sa. Deaceea, în dielectricii metalici, pentru un n de valoare mare, trebue să ținem seamă de reflecția energiei pe suprafață și să se asigure o funcționare normală cu ajutorul unei adaptări corespunzătoare (v. mai jos) și înclinând puțin lentila sau deplasând jumătatea ei superioară față de cea inferioară, cu un sfert de lungime de undă.

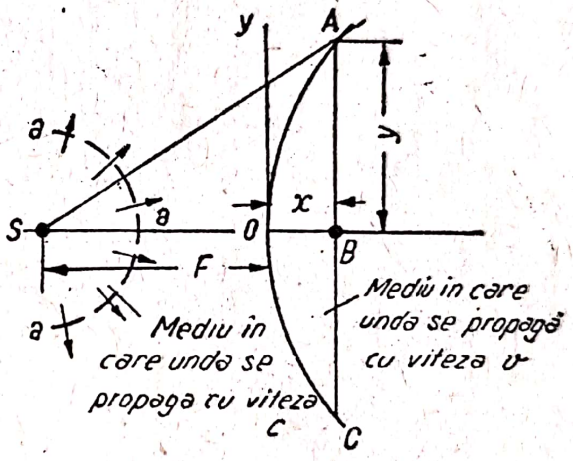


Fig. 25 — Determinarea suprafeței care delimitează lentila (hiperbolă).

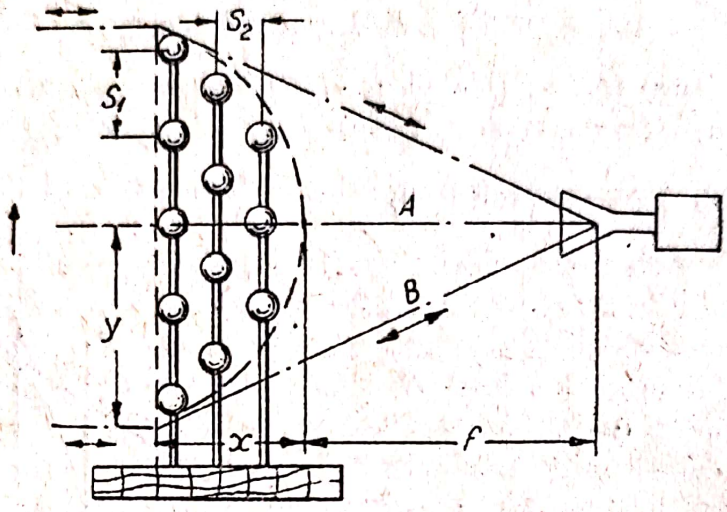
Se poate determina ușor forma suprafețelor care delimitează lentila (fig. 25). Sursa de radiație S crează un front sferic de undă $a-a-a$, care se transformă într'o undă plană ABC, după ce raza trece prin lentilă. Timpul de trecere a undei dela S până la A se notează cu t_1, iar dela S până la B cu t_2. Deoarece fazele undei în A, B și C trebue să fie egale (lungimile drumurilor optice trebue să fie egale), rezultă că $t_1 = t_2$. Insă

$$t_1 = \frac{SA}{c} = \frac{\sqrt{(F+x)^2 + y^2}}{c} = \frac{F}{c} + \frac{x}{v}$$

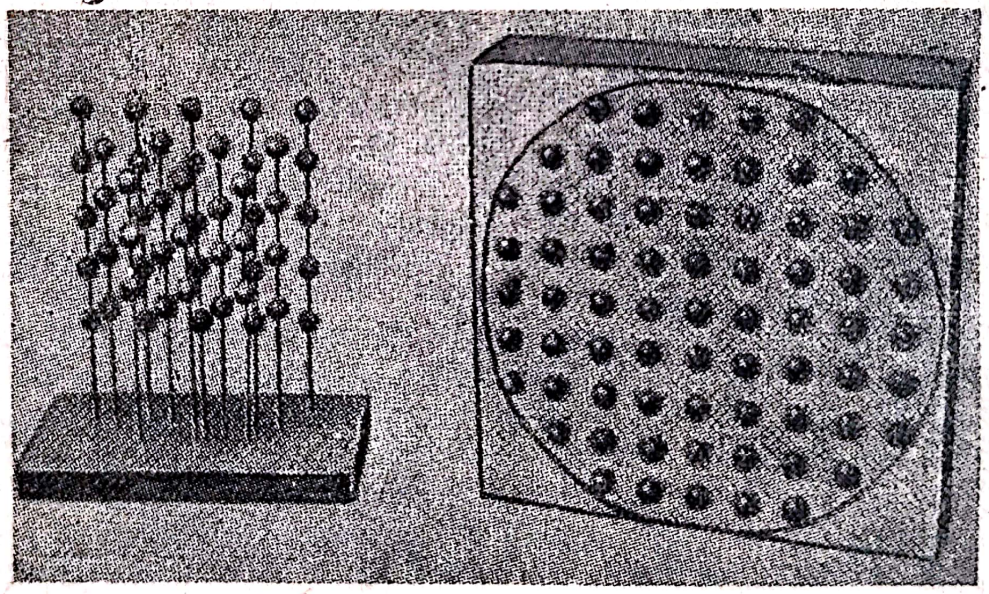
și înlocuind $n = \frac{c}{v}$, se obține

$$(n^2 - 1)\,x^2 + 2Fx\,(n-1) - y^2 = 0.$$

Această ecuație este verificată de punctele de pe curba AOC. Ecuația de mai sus reprezintă o hiperbolă. Prin urmare, lentila este delimitată, pe de o parte, de planul ABC, iar pe de altă parte, de suprafața hiperboloidului de rotație AOC, obținut prin rotirea hiperbolei AOC în jurul axei OX.



a)



b)

Fig. 26 — Lentile cu incluziuni de formă sferică.
a — dimensiunile incluziunilor sferice și distanțele s_1 și s_2 trebue să fie mici în comparație cu lungimea de undă; *b* — schema lentilei și construcția ei.

In fig. 26 și 27 sunt reprezentate lentile formate din elemente sferice și din fâșii.

Suprafața care învelește elementele conductoare are forma corespunzătoare suprafeței lentilei necesare, adică aceea cu dimensiunile necesare F, x, y (fig. 25). In practică, discurile

Scanned with OKEN Scanner

şi fâşiile se confecţionează dintr'o foiţă subţire de cupru şi se dispun în planul vectorilor E şi H. In acest caz, curenţii turbionari (Foucault) sunt foarte slabi. Dimpotrivă, la o lentilă cu incluziuni de formă sferică, aceşti curenţi sunt apreciabili şi deaceea trebue introdusă o corecţie în formula pentru calculul lui n.

Dacă elementele conductoare sunt construite sub forma unor bare subţiri dispuse paralel cu vectorul E al câmpului electric, funcţionarea lentilei este normală, în cazul în care valoarea lungimii de undă nu se apropie de valoarea $\lambda \approx 2\,l$, unde l este lungimea barelor.

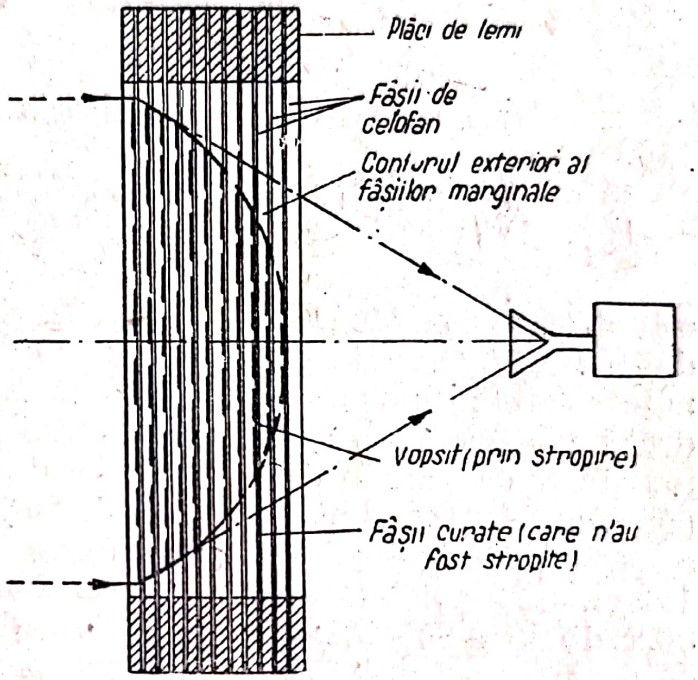


Fig. 27 — Construcţia unei lentile formată din fâşii de celofan impregnate în locurile corespunzătoare cu o vopsea conductoare.

Pentru $\lambda = 2\,l$ apare fenomenul de rezonanţă şi în bare iau naştere curenţi foarte puternici. Barele (adică elementele radiante) au o curbă de rezonanţă aplatizată şi datorită acestui fapt banda de frecvenţe în care se observă rezonanţa şi banda de absorbţie sunt late. Pentru $\lambda = 2\,l$ începe domeniul dispersiei anormale. Pentru a se îngusta banda de absorbţie, se înclină barele aproape cu un unghi drept faţă de E şi se împart în grupe neparalele între ele, astfel ca ele să nu creeze un sistem de antene cu mai multe elemente radiante în jumătate lungime de undă, sistem care are o mare capacitate de radiaţie.

Incluziunile cu bare sunt arătate în fig. 28, iar curba corespunzătoare a indicelui de refracţie n, ridicată experimental este arătată în fig. 29. Există deci o analogie complectă între acest sistem şi fenomenele care se produc într'un dielectric cristalin, deşi într'un dielectric cristalin deplasările echivalente ale sarcinilor reprezintă fracţiuni infime dintr'un angstrom, pe când în cazul de aţă ele sunt de aproape 1 cm.

In fig. 30 sunt date dimensiunile unei lentile construite dintr'o foiţă de cupru cu grosimea de 0,051 mm, pentru a

funcționa pe unda de $\lambda = 7$ cm. Ca material de bază se folosește în acest caz polistirolul spumos. Indicele de refracție al lentilei este $n = 1{,}5$. Diagrama de directivitate a acestei lentile

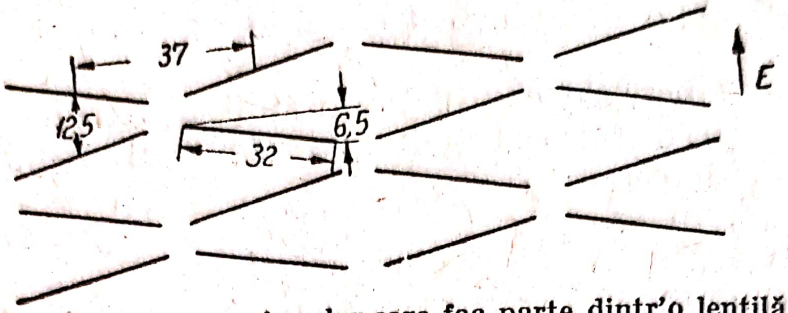


Fig. 28—Așezarea barelor care fac parte dintr'o lentilă de încetinire.

Axa barelor formează un unghi foarte mare cu direcția câmpului electric E; în scopul de a îngusta banda de dispersie. Barele se dispun după direcții neparalele, pentru a forma o antenă complexă din dipoli omogeni.

este dată în fig. 31. Ea este în întregime cuprinsă între limitele de $\pm 3^0$. Câștigul total de 36 db se obține cu ajutorul unei pâlnii care „ilumineză" mult mai mult în mijlocul lentilei decât la marginile ei; datorită acestui fapt se atenuează mult imaginea de difracție produsă de margini. Câștigul obținut corespunde folosirii unei porțiuni de 60% din întreaga suprafață a lentilei, al cărei orificiu de ieșire este un pătrat cu latura de 1,8 m. Câștigul lentilei variază, în funcție de frecvență, dela 36,2 db la 3 900 MHz până la 37,2 db la 4 200 MHz, adică pentru o lățime a benzi de 400 MHz, câștigul crește între de 4150 ori și de 5250 ori. Afară de lentilele de tipul descris mai sus se mai folosesc lentile „accelera-toare", denumite astfel deoarece viteza de propagare a undei în aceste lentile este mai mare decât viteza $c = 300\,000$ km/s (lentilele descrise mai sus se numesc lentile „de încetinire", deoarece pentru ele $v < c$) a luminii.

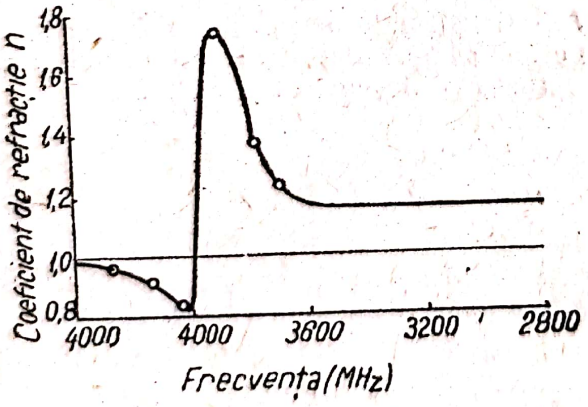


Fig. 29 — Variația indicelui de refracție n în funcție de frecvență, pentru o lentilă cu bare dispuse ca în fig. 28.

Fenomenele pe care se bazează funcționarea acestor lentile sunt următoarele:

Se așează două fâșii conductoare paralele la o distanță b una de alta, se aleg axele de coordonate, așa cum se indică în

fig. 32 şi se îndreaptă unda în aşa fel încât E să coincidă cu axa Y. In spaţiul dintre plăci se stabileşte atunci un câmp electromagnetic, cu viteza de propagare :

$$v = c \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}$$

şi cu vectorii îndreptaţi astfel : E paralel cu axa Y, iar H paralel

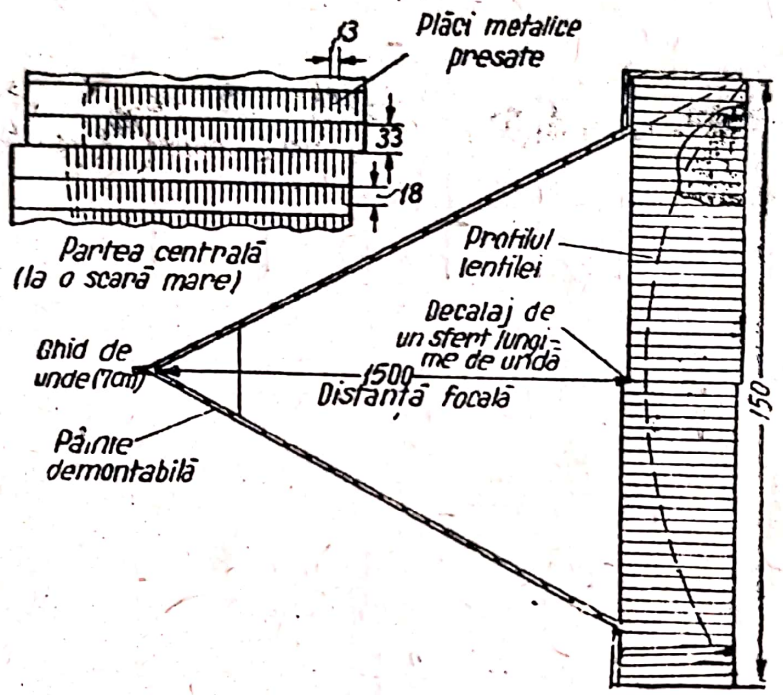


Fig. 30 — Construcţia şi dimensiunile unei lentile formate din benzi de cupru, dispusă în orificiul unei pâlnii de lemn cu suprafaţa interioară metalizată. Jumătăţile lentilei sunt deplasate una faţă de alta pentru a se evita radiaţia în sens invers.

cu axa X ; v_f este viteza de fază. Viteza de grup v_{gr} se determină din relaţia

$$v_{gr} = \frac{c^2}{v_f}.$$

Din valoarea raportului $\frac{c}{v_f}$ se determină indicele de refracţie astfel

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} < 1.$$

Scanned with OKEN Scanner

In fig. 33 este arătată variația raportului b/λ, în funcție de indicele de refracție n și de coeficientul de reflecție $k = \frac{1-n}{1+n}$.

Pentru a se folosi cele expuse la construcția lentilei, este necesară o serie întreagă de plane paralele cu fante înguste între

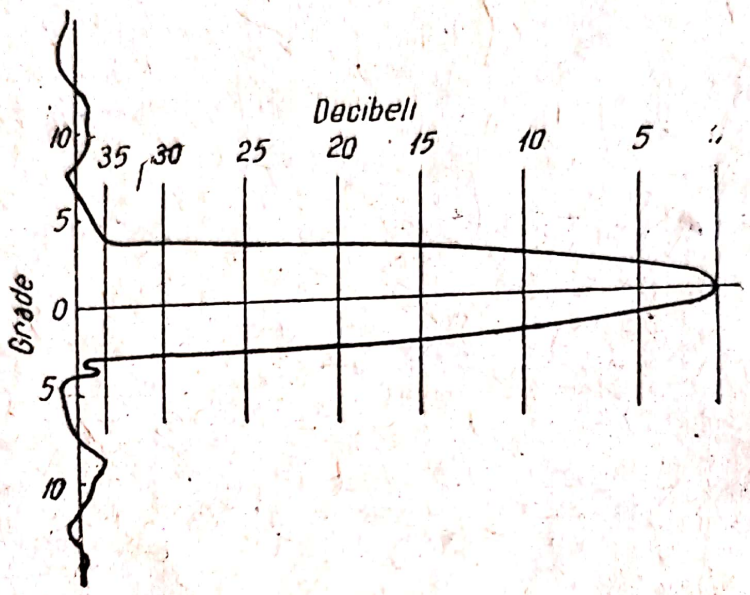


Fig. 31 — Diagrama de directivitate a lentilei reprezentate în fig. 30.

ele. Aceste plăcuțe permit, pe de o parte, realizarea lentilei, iar pe de altă parte, ele dau neapărat o imagine de difracție,

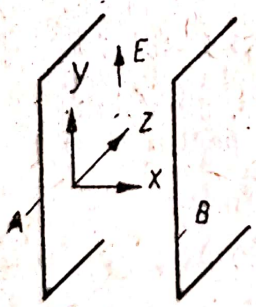


Fig. 32 — Modul de dispunere a câmpului și a plăcilor în lentilele acceleratoare (a ghidurilor de undă).

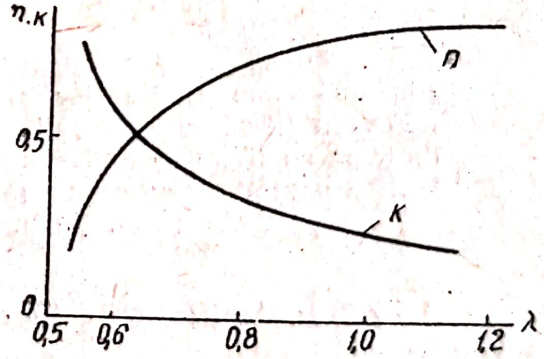


Fig. 33 — Variația indicelui de refracție n și a coeficientului de reflecție K, în funcție de dimensiunile relative ale mărimii b.

deoarece toată construcția constitue o serie întreagă de fante, care dau multe fascicole de raze laterale, analoage cu cele din fig. 14, cu deosebirea că fascicolele sunt drepte (nu inelare) și mai intense.

Având un pachet de plane paralele dispuse la o distanță b între ele, se poate tăia din părțile lui frontale o cavitate de forma unei lentile de încetinire, așa cum se vede în fig. 34. Atunci pachetul cu această cavitate constitue o lentilă accelератoare. El reprezintă o combinație într'un pachet fără cavitate, care acționează uniform asupra undei în toate punctele din

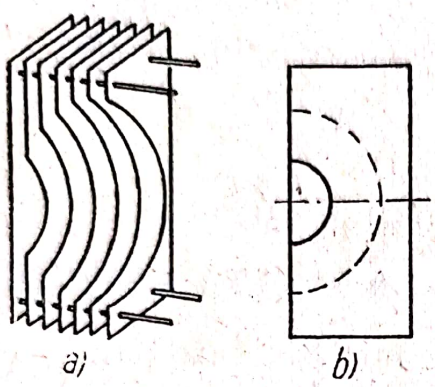


Fig. 34 — O lentilă acceleratoare.
a — pachetul de plăci pentru construcția lentilei acceleratoare; plăcile au tăieturi în formă de segmente de cerc; *b* — schița unei plăci separate.

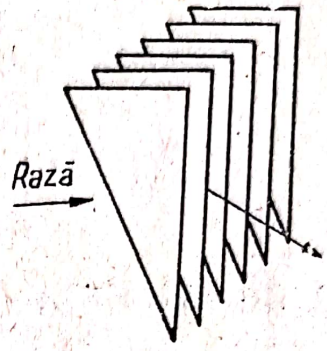


Fig. 35 — O prismă acceleratoare construită din foi metalice.

spațiu și o lentilă de încetinire cu aer, deoarece indicele de refracție $(n - 1)$ al acesteia este mai mare decât cel al pachetului $(n < 1)$. Executând scobitura, trebue să se facă o tăietură în fiecare placă după segmentul corespunzător. Este evident că aceste tăieturi în fiecare placă din pachet trebue să fie diferite (fig. 34 *b*), adică mai mici la plăcile marginale (linia plină) și mai mari la plăcile din mijloc (linia punctată).

Iată un exemplu de funcționare a unei lentile construite după acest principiu. Lungimea undei de lucru este $\lambda = 16$ cm. Diametrul lentilei este $D = 1{,}6$ m. Prin urmare $\frac{D}{\lambda} = 10$. Lentila trebue să fie construită din tablă de aluminiu cu grosime de 1,5 mm. Rama și garniturile de separație sunt din lemn. Indicele de refracție este $n = 0{,}5$, iar distanța focală $F = 3$ m. O astfel de lentilă produce un fascicol îngust format din mai multe componente, iar fluxul principal la o distanță de 56 m de lentilă are o secțiune transversală de 5,5 m, ceeace dă un unghi solid de divergență de $\pm 3°$.

Se observă loburi laterale în limitele de $\pm 5°$, numărul și mărimea lor depinzând de modul în care se concentrează razele asupra lentilei. Rotirea lentilei cu câteva grade nu produce o slăbire apreciabilă a ramei.

Este evident că, folosind principiul indicat, nu este greu de construit și o prismă. In fig. 35 este arătată schema unei astfel de prisme. Raza deviată de ea are direcția spre vârf și nu spre bază, ca la prismele obișnuite, formate dintr'un dielectric.

Studiul se oprește deocamdată aici în ceeace privește problema concentrării energiei radiate într'o anumită direcție, urmând a reveni asupra acestei probleme cu ocazia descrierii pâlniilor electromagnetice, după ce se vor studia ghidurile de undă.

CAPITOLUL III

DELA JOASĂ FRECVENȚĂ LA INALTĂ FRECVENȚĂ

In capitolele precedente au fost lămurite particularitățile principale ale frecvențelor ultraînalte. Pentru a folosi frecvențe ultraînalte, de exemplu, în domeniul comunicațiilor, sunt necesari generatori care să producă aceste frecvențe și care să funcționeze stabil și cu un randament corespunzător. Generatorii de oscilații pentru frecvențele de radiodifuziune nu sunt potriviți unor astfel de scopuri. Intr'adevăr într'o schemă obișnuită a unui oscilator de frecvențe medii (fig. 36 *a*), după cum se știe frecvența oscilațiilor produsă de acest montaj este determinată de expresia $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, unde inductanța L este exprimată în henry, iar capacitatea C, în farazi.

Pentru a se mări f, trebue micșorate sau L sau C, sau amândouă. Se poate micșora L micșorând numărul de spire și dimensiunile bobinei. Capacitatea C poate fi redusă micșorând numărul și dimensiunile plăcilor și mărind distanța dintre ele. Mergând pe această cale se ajunge în cele din urmă la bobine cu 1 sau 2 spire mici și la condensatori cu 2 plăci foarte mici. Dacă s'ar căuta să se micșoreze mai departe dimensiunile geometrice ale lui L și C s'ar ajunge la bobine și la condensatori imposibil de folosit în practică. Atunci atenția a fost îndreptată asupra construcției însăși a tuburilor electronice. Elementele care formează un tub electronic, adică electrozii lui, reprezintă niște condensatori foarte mici, ale căror capacități sunt conectate într'un montaj în derivație pe circuitul oscilant. De exemplu, anodul și catodul sunt cele două armături ale unui condensator C_{ac}, conectat în derivație cu capacitatea C a circuitului oscilant, după cum se indică punctat în fig. 36 *b*. La frecvențe joase

de radio, adică pentru capacităţi C ale circuitului oscilant relativ mari, influenţa capacităţii C_{ac}, care are câţiva picofarazi, este desigur neglijabilă. In cazul frecvenţelor ultraînalte, valoarea acestei capacităţi este comparabilă cu capacitatea C care determină frecvenţa de rezonanţă a circuitului oscilant în circuitul anodic şi prin urmare modifică apreciabil frecvenţa oscilaţiilor generate de tubul electronic.

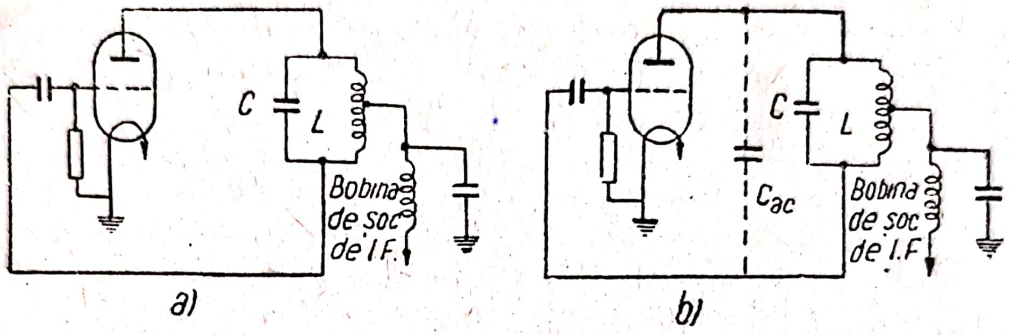


Fig. 36 — Oscilatori cu tuburi electronice.
a — schema obişnuită a unui oscilator de frecvenţe medii; *b* — schema „a" pentru frecvenţe înalte.

Insuşi modul de a scoate capetele de ieşire ale electrozilor tuburilor electronice obişnuite prin soclul tubului constitue deasemenea o construcţie nefavorabilă în cazul frecvenţelor ultraînalte. Trecând prin soclu, capetele acestor tuburi formează între ele nişte condensatori, ale căror armături sunt chiar capetele de ieşire, dielectricul fiind format din materialul soclului. Deoarece aceste capete de ieşire (deşi mici ca suprafaţă) sunt dispuse aproape unul de altul şi sunt separate printr'un dielectric cu o constantă dielectrică mai mare decât unu, ele formează capacităţi de care trebue să se ţină seama în domeniul frecvenţelor înalte.

Mai mult decât atât, trebue să se ţină seama şi de câmpul magnetic al acestor electrozi, deoarece capetele de ieşire ale electrozilor prezintă şi o inductanţă oarecare L_{el}. Această inductanţă L_{el}, care nu are nicio importanţă la frecvenţele joase, începe să influenţeze apreciabil frecvenţa oscilaţiilor generate în cazul frecvenţelor ultraînalte. Insfârşit, chiar construcţia soclurilor obişnuite este nefavorabilă frecvenţelor ultraînalte, datorită pierderilor mari care se produc în dielectricul soclului. In afară de aceasta, materialele izolante folosite în mod obişnuit încep să se comporte, la frecvenţe ultraînalte, ca materiale bune conducătoare de electricitate şi produc astfel pierderi de energie între capetele de ieşire, fenomen care nu se observă la frecvenţele radiofonice.

Scanned with OKEN Scanner

Toate aceste considerații duc la construcția de tuburi speciale pentru frecvențe ultraînalte, de exemplu, „tuburile ghindă". Însăși denumirea acestor tuburi indică dimensiunile lor mici. Micșorarea suprafeței electrozilor duce la micșorarea capacităților dintre electrozi. Capetele de ieșire ale electrozilor se fac foarte scurte și drepte la aceste tuburi, ceeace micșorează inductanța lor. Capetele de ieșire nu trec prin soclu, ci prin pereții balonului și la o distanță apreciabilă unul de altul, ceeace contribue la micșorarea capacității dintre capetele de ieșire, iar când sticla este de calitate bună, la micșorarea pierderilor în materialul izolant.

Dar nici folosirea unor astfel de tuburi speciale nu duce la rezultatele dorite, dacă se folosesc circuite oscilante obișnuite. Deși utilizarea acestor tuburi permite într'o oarecare măsură ridicarea frecvenței oscilațiilor generate cu ajutorul lor, totuși aceste oscilații nu sunt satisfăcătoare nici din punctul de vedere al puterii, nici din cel al randamentului. Aceasta se explică în cele ce urmează. Destinația tubului electronic într'un montaj de generator este de a furniza circuitului oscilant energie pentru întreținerea curenților care circulă în el. Cu cât circuitul oscilant este de calitate mai bună, adică cu cât rezistența lui ohmică este mai mică, și cu cât pierderile în el sunt mai mici, cu atât mai mică este partea din energia furnizată circuitului oscilant ce se disipă în această rezistență ohmică și cu atât mai mare este partea care se transformă în energie a oscilațiilor, deci cu atât oscilațiile sunt mai puternice. Din acest punct de vedere, orice circuit oscilant se caracterizează prin factorul lui de calitate Q, care reprezintă raportul dintre întreaga energie conținută în circuitul oscilant și energia pierdută în rezistența lui ohmică, într'o perioadă de oscilație. Din punct de vedere matematic, factorul de calitate se exprimă, după cum se știe, prin relația $Q = \frac{\omega L}{R}$, în care ωL este reactanța inductivă a circuitului oscilant, iar R este rezistența lui ohmică totală la pulsația respectivă ω și care echivalează toate pierderile din circuitul oscilant. Se știe că descărcarea oricărui condensator printr'o inductanță se produce sub formă de oscilații care se amortizează treptat (când rezistența ohmică este mică). Se admite în mod convențional că sfârșitul acestui fenomen oscilant corespunde momentului în care amplitudinea tensiunii la bornele condensatorului este egală cu 0,01 din valoarea sa inițială. Numărul de oscilații complecte care se produc în circuitul oscilant până când amplitudinea scade până la 1% este $N = \frac{4,6}{\delta}$, unde δ este decrementul

logaritmic al circuitului oscilant. Inlocuind δ prin $\frac{\pi r}{\omega L} = \frac{\pi}{Q}$, se obține $N = \frac{4,6}{\pi} Q \approx 1,5\, Q$.

Cunoscând pe Q, se poate calcula de câte ori vor oscila sarcinile în circuitul oscilant, înainte ca oscilațiile să înceteze complect. Un circuit oscilant cu un Q mare dă o stabilitate mare a oscilațiilor și un curent oscilant mai mare, deci și o putere utilă mai mare. Cu cât Q este mai mare, cu atât curba de rezonanță este mai ascuțită și selectivitatea circuitului mai bună. Odată cu creșterea frecvenței va crește și $\omega = 2\pi f$, dar după cum am arătat trebue să se micșoreze și inductanța circuitului oscilant. In același timp, odată cu creșterea lui ω, crește repede și rezistența ohmică (de pierderi) a bobinei (de inductanță) din cauza efectului pelicular care devine mai pronunțat (concentrarea curentului la suprafața conductorului). Deasemeni cresc pierderile în dielectric, în izolație și prin curenții Foucault. Deci cu ajutorul circuitelor oscilante obișnuite formate din bobine și condensatori nu se pot obține valori mari pentru Q și în consecință, nici oscilații de frecvențe ultraînalte utilizabile din punct de vedere tehnic. Deaceea trebue să se acorde atenție obținerii unor circuite oscilante care să prezinte un Q mare și în cazul frecvențelor ultraînalte, cu toate urmările ce rezultă din aceasta. Astfel de circuite oscilante sunt cele sub forma unor segmente de linii de transmisie.

Utilizarea liniilor de transmisie ca circuite oscilante. Bobinele, condensatorii și rezistențele obișnuite reprezintă inductanțe, capacități și rezistențe „concentrate" sau — după cum li se mai spune „constante concentrate", deoarece fiecare din aceste elemente sunt distincte și complect separate unele de altele (desigur, atunci când conductorul din care este realizată bobina nu are rezistență).

Dacă se conectează la un generator doi conductori liniari apropiați unul de altul, folosind unul din ei drept conductor de ducere, prin care curentul circulă dela generator la sarcină, iar celălalt drept conductor de întoarcere, prin care curentul se înapoiază dela sarcină la generator, se obține „o linie de transmisie", adică o linie prin care energia circulă dela generator la sarcina dela capătul liniei și înapoi .Asupra unui generator conectat la o astfel de linie nu lucrează numai rezistența ohmică a conductorilor și a sarcinii, ci și o rezistență complexă, axa numita impedanță, formată din reactanțele capacitive și inductive ale liniei și ale sarcinii. Deși aceste capacități și inductanțe ale liniei nu apar ca fiind constante concentrate, adică sub formă

Scanned with OKEN Scanner

de condensatori și bobine obișnuite, de fapt ele există și se poate înțelege ușor prezența lor pe linie. După cum se știe un condensator este doar format din două armături, adică doi conductori, separați printr'un dielectric. Linia de transmisie este formată deasemenea din doi conductori cu un dielectric între ei (aerul); fiecare element și astfel fiecare porțiune mică din linie constitue un mic condensator, iar toată linia poate fi considerată ca fiind formată din astfel de condensatori distri-

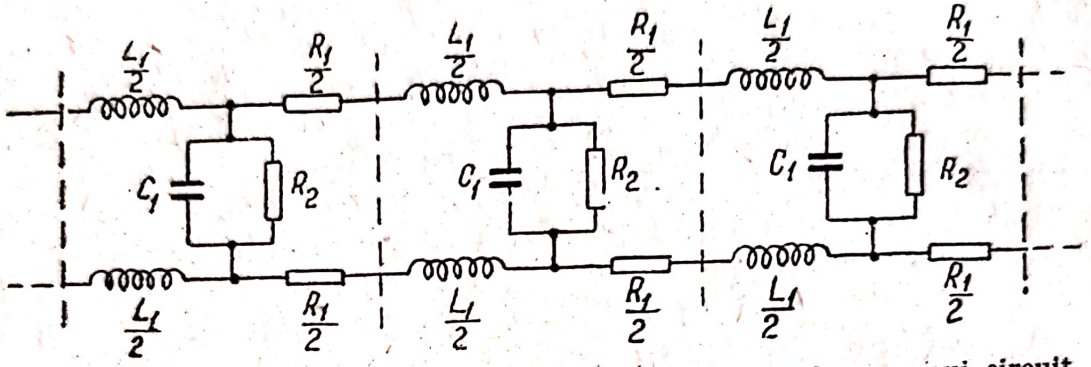


Fig. 37 — Reprezentarea unei linii de transmisie sub forma unui circuit electric echivalent având constante concentrate.

buiți pe toată lungimea ei. Dar niciun condensator nu este perfect, adică nu prezintă o reactanță capacitivă pură, în el producându-se și o scurgere directă a curentului între armături, ceeace se poate echivala cu o rezistență ohmică oarecare, de valoare mare, conectată în derivație cu o capacitate pură (fără pierderi). Capacitățile care intră în componența unei linii prezintă deasemenea o anumită pierdere. In ceeace privește inductanța liniei se știe că în jurul oricărui conductor prin care circulă curentul electric se produce un câmp magnetic sub forma unor linii de forță magnetice, care se închid în jurul lui. Numărul acestor linii de forță ce revin unui curent de un amper care circulă prin conductor, definește inductanța acestui conductor. Deaceea, atât fiecare porțiune a liniei cât și toată linia prezintă o inductanță anumită, distribuită pe toată lungimea ei.

Pe baza celor de mai sus, orice linie de transmisie poate fi reprezentată sub forma unui circuit electric echivalent având constantele concentrate, așa cum se arată în fig. 37. Deși pe această figură diferitele elemente componente ale liniei sunt arătate prin unități separate între ele, de fapt, ele sunt uniform distribuite pe întreaga lungime a liniei.

Aceste elemente — capacități, inductanțe și rezistențe — care există dealungul unei linii nu se pot reprezenta mai corect. O astfel de reprezentare a liniei este cu atât mai apropiată de o linie reală, cu cât linia se împarte în porțiuni mai mici, obți-

Scanned with OKEN Scanner

nându-se în cele din urmă un circuit electric având „constantele distribuite" R_1, R_2, L_1 și C_1. Aceste constante se raportează deobicei la o unitate din lungimea liniei. Trebue menționat faptul că aceste constante ale liniei variază cu frecvența curentului trimis pe linie; aceasta se referă în special la R_1 și R_2. Există formule care permit să se calculeze constantele distribuite ale liniei pentru fiecare frecvență dată.

Cunoașterea fenomenelor care se produc în liniile de transmisie, atunci când ele servesc la transmisia energiei, arată nu numai cum pot fi folosite aceste linii ca circuite oscilante pentru frecvențe ultraînalte, ci și funcționarea unor alte instalații, care găsesc o largă utilizare în tehnica frecvențelor ultraînalte. Deaceea, proprietățile liniilor de transmisie trebue studiate mai amănunțit.

Undele electromagnetice dealungul unei linii. In fig. 38 *a*,

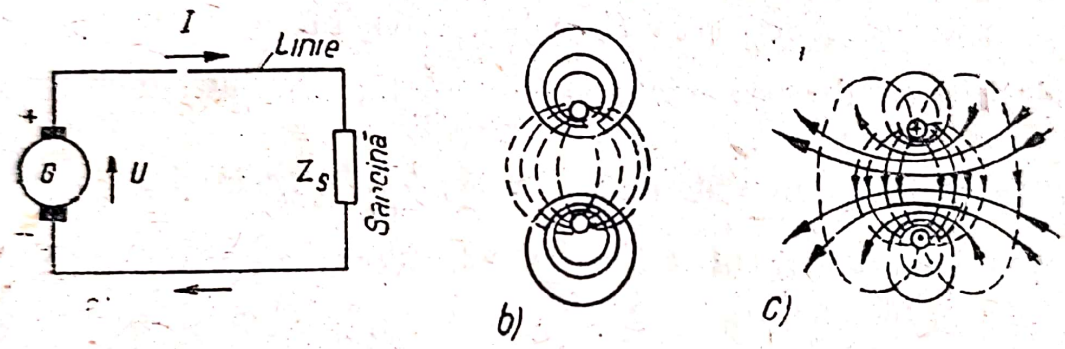


Fig. 38. — Schema unei linii de transmisie.
a — linia conectată la un capăt la generator, la celălalt capăt conectată la o impedanță de sarcină Z; *b* — câmpul electric în jurul conductorilor și între ei în momentul încărcării liniei; *c* — câmpul electric și magnetic produs de linie, atunci când prin ea circulă un curent.

la un capăt al liniei este conectat generatorul G, iar la celălalt capăt, o „sarcină" oarecare Z_s. Indată ce conductorii sunt conectați la generatorul G, care produce o diferență de potențial (tensiunea U), linia capătă, aproape instantaneu, tensiunea U. Aceasta înseamnă că pe suprafața conductorilor apar sarcini $\pm q$, în care $q = CU$, unde C este capacitatea liniei. Dielectricul (de exemplu aerul) care înconjoară conductorii participă deasemenea la fenomenele care au loc. Câmpul electric care apare între conductori produce modificări și în dielectric și anume deplasează sarcinile din el care înainte erau în echilibru, adică produce polarizarea dielectricului; această polarizare este proporțională cu câmpul electric.

In spațiul din jurul conductorilor și în special între ei apare un câmp electric care este intens (concentrat) în apropierea conductorilor și care slăbește, atenuându-se cu totul la o distanță oarecare de aceștia. Cu alte cuvinte, câmpul electric se distribue

neuniform între conductori, după cum se vede în fig. 38 *b* (liniile punctate); distribuția potențialului în jurul conductorilor este arătată prin cercuri pline (linii echipotențiale). Tot atât de neuniform este distribuită și intensitatea câmpului E. După cum se vede, câmpul acesta nu seamănă deloc cu câmpul uniform care există între armăturile de lungime infinită ale unui condensator plan, aflate la o distanță d una față de alta, unde intensitatea câmpului E este $E = \frac{U}{d}$.

Numărul liniilor de forță care străbat o suprafață de 1 cm² perpendiculară pe ele este egal cu inducția electrică D (densitatea fluxului de inducție electrică), a cărui valoare este $D = \varepsilon E$, unde ε este constanta dielectrică. Dacă se notează prin σ (densitatea sarcinii), numărul de sarcini care revin pe 1 cm² din suprafața conductorului, atunci densitatea fluxului de inducție electrică este $D = 4\pi\sigma$. Densitatea superficială a sarcinii pe conductori este $\sigma = \frac{D}{4\pi} = \frac{\varepsilon}{4\pi} E$; într'un dielectric, densitatea sarcinilor deplasate este: $\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$. Insfârșit, energia câmpului electric pentru fiecare cm³ (densitatea de volum a energiei electrice) este $W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}$. Energia, la fel ca și câmpul E, este distribuită neuniform.

Astfel, îndată ce linia este conectată la generator, ea se încarcă, crează o densitate a fluxului de inducție D prin dielectric și produce polarizarea acestuia. Atâta timp cât tensiunea produsă de generator la începutul liniei va ajunge la capătul ei, unde este conectată sarcina Z_s, generatorul trimite pe linie un curent (sarcini electrice), care încarcă linia (curentul de încărcare a liniei). Când însă unda de tensiune ajunge la sarcina Z_s, atunci, după trecerea regimului tranzitoriu, generatorul trebue să debiteze pe sarcină un curent de o anumită valoare *), determinată de valoarea impedanței Z_s. Dacă generatorul este un generator de curent continuu, iar Z_s este o rezistență ohmică, curentul $I = \frac{U}{Z_s}$. Acest curent este consumat pentru restabilirea câmpului electric, care la capătul liniei absorbit mereu datorită conductibilității sarcinii Z_s. Aceasta absoarbe liniile de forță electrice, care „dispar" în ea, transmițându-i energia câmpului

*) Curentul de regim permanent (N. trad.).

electric. In locul liniilor de forță care „dispar" se deplasează dela începutul liniei spre capătul ei alte linii de forță, care, ca și cele anterioare, se termină la capetele lor dinspre consumator pe sarcini electrice. Deaceea, în conductori se produce o mișcare permanentă a sarcinilor, adică apare un curent continuu.

Când prin conductorii unei linii circulă un curent *I*, în jurul lor se produce un câmp magnetic, care se caracterizează prin liniile de forță magnetică, a căror densitate (adică numărul de linii care revine pe fiecare cm^2) este proporțională cu intensitatea câmpului magnetic și a căror direcție coincide cu direcția câmpului magnetic. In acest caz liniile câmpului magnetic sunt totdeauna perpendiculare pe liniile câmpului electric. O reprezentare aproximativă a câmpului electric și a câmpului magnetic pentru schema din fig. 38 *a* este arătată în fig. 38 *c*, în care săgețile de pe liniile de forță arată sensul câmpului electric (linii punctate) și cel al câmpului magnetic (linii pline). Dacă se inversează bornele generatorului, conductorul de sus devine negativ, iar cel de jos pozitiv, direcția curentului se schimbă și odată cu aceasta se schimbă și sensul câmpului electric și cel al câmpului magnetic.

Dacă se înlocuește generatorul de curent continuu din fig. 38 *a* cu un generator de curent alternativ având o anumită frecvență, atunci cu aceeași frecvență variază câmpul electric și cel magnetic. In momentele în care tensiunea și curentul în conductori sunt nule, câmpurile din jurul conductorilor sunt deasemenea nule. Astfel, în cazul alimentării conductorilor în curent alternativ, atât în ei cât și în jurul lor câmpul electric și cel magnetic cresc la început, apoi scad și dispar complect. Aceste variații se repetă apoi, însă în sens invers. Cu alte cuvinte, atunci când prin conductori circulă un curent alternativ, atât în conductori cât și în spațiul care îi înconjoară apar oscilații ale sarcinilor electrice ; ca urmare vor apărea și variații ale câmpurilor electric și magnetic, adică iau naștere *oscilații electromagnetice*. Începându-și variațiile (oscilațiile) lângă generator, câmpurile electromagnetice se propagă dealungul conductorilor, adică perpendicular pe liniile lor de forță electrice și magnetice. In felul acesta, apare o undă electromagnetică denumită undă electromagnetică „transversală" și care se notează prescurtat unda TEM. Energia se transmite prin undă (câmp) dela sursă spre sarcină, prin spațiul care înconjoară conductorul ; conductorii au numai rolul de a ghida această energie spre locul ei de destinație, deoarece ei îndrumează spre sarcină câmpul electric.

Scanned with OKEN Scanner

Desigur că la transmiterea energiei prin conductori se poate pleca dela curentul și tensiunea pe linie și nu dela câmpul electromagnetic (unda electromagnetică). Rezultatul este același dar în cazul transmiterii energiei într'un spațiu fără conductori, caz ce va fi tratat ulterior, se poate pleca numai dela noțiunea de propagare a câmpului electromagnetic.

Lungimea unei unde electromagnetice într'o linie se determină, ca și lungimea oricărei unde, din relația

$$\lambda = vT = \frac{v}{f}$$

unde : λ este lungimea de undă ;
v — viteza de propagare a acestei unde, adică viteza de propagare a energiei electromagnetice ;
T — perioada ;
f — frecvența curentului alternativ care circulă în linie.

Viteza v a energiei electromagnetice pe linie depinde de constantele ei distribuite R_1, R_2, L_1 și C_1. In liniile de transmisie care se folosesc în practică, ea este aproximativ egală cu viteza de propagare a energiei electromagnetice în spațiul liber, adică cu viteza luminii, care este de 300 000 km/s.

Trebue menționat aici încă un fapt important. Viteza de propagare a energiei pe linie nu înseamnă deloc că, sub acțiunea tensiunii aplicate, electronii se deplasează și ei cu aceeași viteză prin conductori. Viteza reală de deplasare a electronilor în conductori este foarte mică, de numai câțiva centimetri pe secundă. Cu viteza de 300 000 km/s se deplasează dealungul liniei o anumită modificare în poziția electronilor, care duce la deplasarea acestora și la formarea câmpului. Acest fenomen este analog cu propagarea sunetului (undele acustice). Viteza sunetului este de 330 m/s, dar aceasta nu înseamnă că și aerul se mișcă cu aceeași viteză. Deplasarea particulelor de aer este foarte mică, ea fiind numai de ordinul unor fracțiuni foarte mici dintr'un milimetru. Propagarea undei acustice cu o viteză de 330 m/s înseamnă că dacă în punctul respectiv din spațiu mărirea densității sau rarefierea aerului a ajuns, de exemplu, la o valoare maximă, atunci cu viteza de 330 m/s se deplasează poziția acestui maxim în spațiu.

Impedanța caracteristică a liniei. Unul din parametrii principali care caracterizează o linie de transmisie este impedanța ei caracteristică Z_0. Pentru a se înțelege mai bine ce reprezintă Z_0, se imaginează o linie de transmisie omogenă (adică o linie ale cărei porțiuni sunt toate formate din constante distri-

buite egale pe toată lungimea ei R_1, R_2, L_1 și C_1), de lungime infinită și care are conectată la unul din capetele ei o sursă de curent alternativ. Impedanța de intrare pe care o prezintă o astfel de linie pentru generator este tocmai impedanța caracteristică Z_0. Ea depinde numai de constantele distribuite și se determină prin relația

$$Z_0^2 = Z_1 Z_2 \text{ sau } Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$$

unde Z_1 este impedanța formată din constantele R_1 și L_1 ale

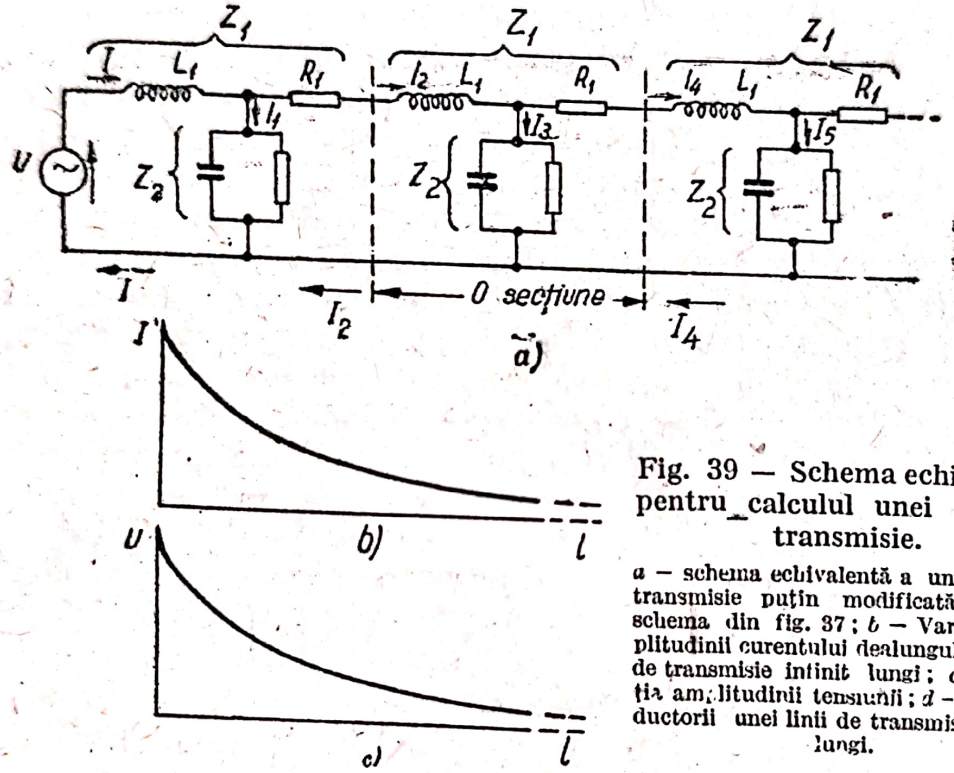


Fig. 39 — Schema echivalentă pentru calculul unei linii de transmisie.

a — schema echivalentă a unei linii de transmisie puțin modificată față de schema din fig. 37; *b* — Variația amplitudinii curentului dealungul unei linii de transmisie infinit lungi; *c* — Variația amplitudinii tensiunii; *d* — între conductorii unei linii de transmisie infinit lungi.

secțiunii, conectate în serie, iar Z_2 este impedanța formată din constantele R_2 și C_1 ale secțiunii, conectate în derivație.

Pentru a urmări modul în care variază amplitudinea curentului și a tensiunii dealungul liniei, atunci când se injectează energia în ea, trebue să se considere din nou schema echivalentă unei linii de transmisie reprezentată în fig. 37 și care este redată în fig. 39 *a* sub o formă oarecum modificată.

Din această schemă se vede că amplitudinea curentului I — pe care generatorul îl debitează pe linie și care se determină, ca orice curent într'un circuit liniar, după legea lui Ohm: $I = \frac{U}{Z_0}$, unde U este amplitudinea tensiunii generatorului — scade treptat cu distanța dela generator, deoarece o parte din acest curent se derivă în brațul Z_2. Deaceea, amplitudinea

curentului, de exemplu în secțiunea *2*, este $I_2 = I - I_1$, în secțiunea *3*, cu $I_4 = I_2 - I_3$ etc. Cu cât se împarte linia într'un număr mai mare de secțiuni, cu atât salturile în variația amplitudinilor curenților sunt mai mici. Dacă se consideră o linie reală formată dintr'un număr infinit de mare de secțiuni infinit de mici uniform distribuite, descreșterea amplitudinii curentului dealungul liniei se produce după o curbă continuă, care este reprezentată în fig. 39 *b*. La capătul unei linii infinit lungi curentul este totdeauna nul.

Intr'un mod absolut analog este distribuită dealungul liniei și amplitudinea tensiunii, deoarece dealungul fiecărei secțiuni se produce o cădere de tensiune (de exemplu $U_1 = I_1 Z_1$) iar la capătul liniei „infinit lungi" tensiunea se anulează (fig. 39 *c*). Desigur că practic nu se poate realiza o linie infinit lungă. Generatorului îi este complect indiferent dacă linia este într'adevăr infinit lungă, sau dacă ea are o anumită lungime însă la capătul ei este o impedanță egală cu impedanța caracteristică Z_0 a acestei linii. Aceasta este dealtfel clar, deoarece orice porțiune — segment de linie — se caracterizează prin impedanța Z_0 și deaceea totdeauna se poate tăia o linie infinit lungă în orice loc și se conectează în locul părții eliminate, o rezistență concentrată adică „o sarcină" Z_0; generatorul nu simte această schimbare. Deosebirea constă numai în faptul că amplitudinea curentului și cea a tensiunii, într'o astfel de linie, nu scad până la zero, ci numai până la valorile pe care ele le-ar fi avut într'o linie infinit lungă în punctele în care este conectată acum impedanța Z_0 (fig. 40). Tocmai această tensiune este tensiunea la bornele sarcinii.

Energia debitată de un generator într'o linie infinit lungă se consumă în întregime în linie, deoarece tensiunea și curentul la capătul liniei scad la zero. Fiecare porțiune a liniei absoarbe o energie proporțională cu lungimea ei. Dacă o linie finită este terminată cu o impedanță egală cu impedanța ei caracteristică Z_0 (fig. 40), atunci linia absoarbe o parte din puterea corespunzătoare cu lungimea ei (ceeace s'ar fi întâmplat și în porțiunea corespunzătoare dintr'o linie infinit lungă), iar cealaltă parte din puterea debitată de generator este consumată de sarcina Z_0, care înlocuește partea eliminată din linia infinit lungă. In acest caz obținem așanumita *adaptare* a impedanțelor : impedanța sarcinii este adaptată la impedanța caracteristică a liniei, aceste impedanțe sunt egale și toată energia trimisă în linie, inclusiv în sarcina acesteia, este absorbită de acest circuit combinat.

Pe o linie de lungime finită și terminată cu o impedanță diferită de impedanța caracteristică, energia transmisă liniei

Scanned with OKEN Scanner

de sursă este absorbită de o astfel de sarcină *numai parțial*; partea de energie neabsorbită este reflectată de sarcină și restituită generatorului. In linie rezultă deci două unde electromagnetice — una mergând dela generator spre sarcină („unda directă"), iar a doua mergând dela sarcină spre generator („unda reflectată"). Se înțelege dela sine că aceste două unde se suprapun și în consecință pe linie rezultă o undă rezultantă. Forma acestei unde și proprietățile ei joacă un rol important în domeniul frecvențelor ultraînalte și deaceea ele trebue să fie foarte bine clarificate. Proprietățile acestei unde electromagnetice rezultante sunt generale pentru undele de orice fel, nu numai pentru cele electromagnetice. Deaceea, rezultatul examinat mai jos este valabil pentru oricare gen de undă.

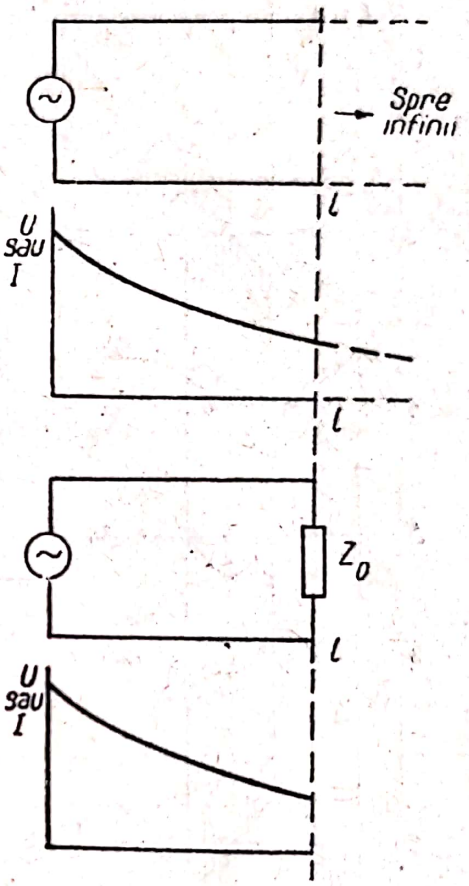


Fig. 40 — Dacă se întrerupe într'un loc oarecare o linie de transmisie infinit lungă și se conectează în acest loc o sarcină egală cu impedanța caracteristică a liniei Z_0 distribuția curentului și tensiunii nu se modifică.

Se presupune o undă directă (incidentă) oarecare, care întâlnind în drumul ei un obstacol oarecare se reflectă de acesta și se îndreaptă spre unda directă (incidentă) următoare.

In fig. 41 sunt arătate pozițiile la fiecare sfert de perioadă (liniile subțiri pline), ale unei unde incidente care se mișcă dela stânga la dreapta. In aceeași figură sunt arătate pozițiile în aceleași momente ale undei reflectate (liniile punctate), care se mișcă dela dreapta la stânga. Se poate ușor observa că undele reflectate reprezintă în acest caz imaginea în oglindă a continuării undei directe care ar fi existat dincolo de limita la care se produce reflecția (fig. 41). Adunând în fiecare punct valoarea undei directe cu cea a undei reflectate (ținând în seamă și semnul lor) se poate stabili pentru fiecare din pozițiile undei directe și reflectate reprezentate în fig. 41, *1—9*, valoarea și poziția undei rezultante. Aceasta este reprezentată în figură prin linii groase pline. Trebue atrasă atenția asupra unor pro-

prietăți foarte interesante și esențiale ale acestei unde rezultante :

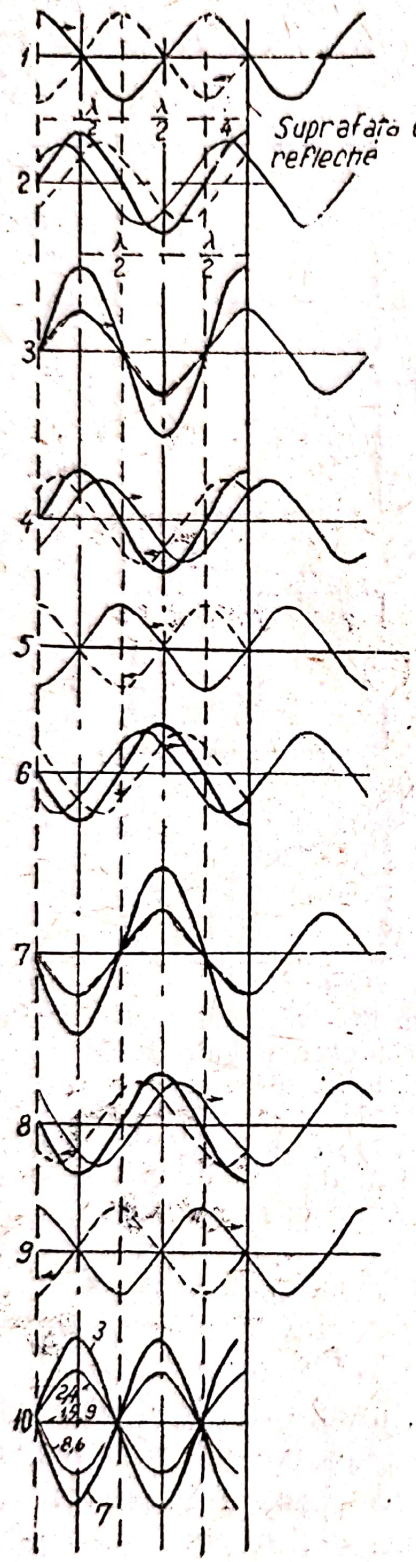


Fig. 41 — Formarea undelor staționare.

1. In unele puncte, unda rezultantă are totdeauna valoarea zero. Se pot determina ușor locurile în care undele rezultante au valori nule ; ele sunt distanțate cu 1, 3, 5, etc. sferturi de lungime de undă — în general cu un număr impar de sferturi de lungime de undă — dela punctul de reflecție (aceste locuri sunt însemnate în fig. 41 prin linii punctate verticale). Aceste puncte fixe de valoare nulă pentru unda rezultantă poartă denumirea de *noduri*.

2. In anumite puncte, unda rezultantă are totdeauna o valoare maximă. Locurile acestor maxime ale undei rezultante sunt dispuse, în acest caz, la punctul de reflecție și la distanțe de o jumătate lungime de undă până la o lungime de undă și în general la distanțe care reprezintă un număr par de sferturi de lungime de undă dela locul de reflecție (aceste locuri sunt marcate în fig. 41 prin linii verticale trasate prin punct și linie). Aceste puncte fixe de valoare maximă a undelor rezultante poartă denumirea de *antinoduri* (umflături).

In fig. 41 (*10*) este reprezentată unda rezultantă pentru o serie de momente succesive, care corespund imaginilor din fig. 41 (*1—9*). Din această figură se vede că, deși particulele care formează unda oscilează peste tot în sus și în jos (în afară de noduri), unda însăși pare că stă pe loc, deoarece maximele undei rezultante nu se deplasează nici în același sens, nici în sens invers cu mișcarea undei incidente. Deaceea, o astfel de undă rezultantă poartă denumirea de undă *staționară*, spre deosebire de undele *progresive* (unda directă și unda reflectată),

ale căror maxime se deplasează continuu (cu viteza lumînii c în aer, sau cu viteza $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, dacă linia este plasată într'un dielectric). Lungimea undei staționare este desigur egală cu lungimea undei incidente sau reflectate, perioadele lor de oscilație fiind deasemenea egale. Distanța dintre două antinoduri sau dintre două noduri învecinate este egală cu o jumătate de lungime de undă, iar distanța dintr'un nod și un antinod vecin este egală cu un sfert de lungime de undă, ceeace înseamnă că nodurile și antinodurile sunt decalate unul față de altul cu un sfert de lungime de undă (cu un sfert de perioadă sau cu 90^0).

O ilustrare foarte sugestivă a unei astfel de mișcări ondulatorii se poate obține cu ajutorul unei frânghii lungi. Dacă se întinde o frânghie lungă și se lasă un capăt al ei liber, iar de celălalt capăt se agită frânghia în sus și în jos, se vede cum pe frânghie se propagă o undă. Aceasta este o undă progresivă. Dacă se leagă capătul frânghiei de un punct fix, de exemplu de mânerul unei uși și se trage puternic frânghia în sus și în jos de capătul liber, atunci se poate observa cum pe frânghie se propagă o undă, cum ea se reflectă de margine și cum unda reflectată se propagă în sens invers cu unda incidentă. Dacă se trimit în continuu pe frânghie unde, trăgând de capătul liber în sus și în jos, se poate ușor observa compunerea, sau cum se spune interferența dintre unda directă și unda reflectată. Dacă se schimbă frecvența mișcării capătului liber al frânghiei în sus și în jos, se poate ajunge la condiția pentru care pe frânghie se obțin unde staționare; în acest caz, la capătul fix al frânghiei este primul nod, următorul nod se găsește la o distanță de o jumătate lungime de undă de acesta, etc., iar exact la mijlocul distanței dintre noduri se obțin antinodurile undei. In cazul general, însă, dacă în punctul de reflecție se obține un nod sau un antinod, aceasta depinde de condițiile de reflecție. Dacă frânghia este fixată la capătul îndepărtat de un obiect masiv, atunci condițiile limită sunt astfel încât în punctul de fixare frânghia nu se poate mișca și în acest caz la locul de reflecție se obține un nod.

Condiții complect analoage se obțin și în cazul reflecției undelor electromagnetice într'o linie de transmisie. Condiția pentru obținerea de unde staționare de curent (și de tensiune) cu un nod sau cu un antinod la capătul liniei, sau cu o valoare intermediară între ele, depinde de condițiile de încărcare a liniei la capătul ei, adică de proprietățile impedanței de sarcină Z_s la capătul liniei.

Scanned with OKEN Scanner

In funcție de proprietățile liniei însăși, nodurile pot fi într'adevăr puncte în care curentul (tensiunea) sunt nule, sau pot avea anumite valori minime de oscilație. Această ultimă condiție depinde de absorbția undei pe linie, adică de pierderile pe linie (rezistența ohmică a liniei) care consumă energia undei electromagnetice și care modifică rezultatele.

Un maxim (antinod) de curent corespunde cu punctul în care întreaga energie a undei electromagnetice este concentrată în câmpul magnetic (energia câmpului magnetic este proporțională cu pătratul amplitudinii curentului), pe când un maxim (antinodul) de tensiune corespunde cu punctul în care întreaga energie a undei electromagnetice este concentrată în câmpul electric (energia câmpului electric este proporțională cu pătratul tensiunii). In toate punctele intermediare, energia undei este distribuită în mod corespunzător între câmpul electric și cel magnetic. Suma energiei câmpului electric și a câmpului magnetic, plus pierderile de energie într'un timp dat, rămâne totdeauna constantă și egală cu întreaga energie transmisă de generator în linie în acel timp. Deoarece curentul și tensiunea variază ca valoare și sunt decalate unul față de altul cu 90^0 sau după cum se spune, se află în *cuadratură*, în momentul în care curentul are valoarea maximă, întreaga energie este concentrată în câmpul magnetic. In acest moment, tensiunea este peste tot nulă și prin urmare energia câmpului electric este nulă. După un sfert de perioadă, curentul este nul, energia câmpului magnetic este nulă, însă în acest moment tensiunea are o valoare maximă și prin urmare întreaga energie a undei trece în energia câmpului electric. Astfel se produce o trecere a energiei câmpului magnetic în energia câmpului electric, adică se produc oscilații ale energiei electromagnetice a undei în același ritm cu oscilațiile sarcinilor electrice pe linie.

Linii de transmisie în cazul frecvențelor ultraînalte. In cazul frecvențelor ultraînalte, toate calculele cu liniile de transmisie se simplifică, deoarece în astfel de frecvențe reactanța inductivă ωL_1 este mult mai mare decât rezistența R_1, iar rezistența R_2 este mult mai mare decât reactanța capacitivă $\frac{1}{\omega C_1}$. Ca urmare, impedanța caracteristică a liniei Z_0 se determină prin relația

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$$

După cum se vede, în cazul frecvențelor ultraînalte, Z_0 nu depinde de frecvență și este prin urmare, de natura unei

374

Scanned with OKEN Scanner

rezistențe pure. Din aceeași cauză se poate neglija la aceste frecvențe și atenuarea pe linie, cu atât mai mult cu cât, foarte adesea, lungimea liniilor folosite în domeniul frecvențelor ultraînalte este mică în comparație cu lungimea de undă, reprezentând numai o parte din aceasta. Deaceea, dacă într'o linie de transmisie, în cazul frecvențelor ultraînalte,se obține dintr'o cauză oarecare o undă staționară, nodurile se caracterizează prin curenți sau tensiuni apropiate de valoarea zero.

Deoarece la frecvențele ultraînalte pierderile în linie sunt neglijabile, rezultă că, atunci când linia este adaptată la sarcină, adică pentru $Z_s = Z_0$, toată puterea transmisă pe linie este practic consumată numai în sarcină, iar randamentul liniei este în acest caz foarte mare. Aceste condiții se folosesc de exemplu atunci când se transmite puterea dela un generator de unde ultrascurte la o antenă care se află la o oarecare distanță de el. Insă acest mod de utilizare a liniei de transmisie nu este singurul posibil și nici nu este totdeauna indicat. Neadaptând sarcina cu linia, aceasta poate fi făcută să îndeplinească cu totul alte funcții și chiar cu foarte mare eficacitate.

Se vor arăta două cazuri de utilizare a unor linii de transmisie neadaptate, care și-au găsit o foarte largă aplicare în domeniul frecvențelor ultraînalte.

Fie o linie de transmisie, a cărei lungime este egală cu un sfert din lungimea undei trimise pe ea, adică $l = \frac{\lambda}{4}$. Se consideră că această linie este în gol (deschisă la capăt), adică $Z_s = \infty$ (fig. 42 a). Unda trimisă de generatorul de curent pe o astfel de linie, ajungând până la capătul deschis al acesteia, se reflectă de el (deoarece Z_s nu este egal cu Z_0), unda reflectată se interferează cu unda directă și pe linie se produce o undă staționară. Este foarte ușor de dedus că pentru această undă staționară la capătul liniei se produce un nod (o valoare nulă) de curent, deoarece curentul nu poate trece dela un conductor la altul, linia fiind deschisă. Umflătura (antinodul) de curent, adică valoarea lui maximă, este decalată față de nod cu o distanță de 1/4 λ, adică se obține la intrarea în linie, deci în locul de conectare a generatorului. Deoarece în nodul de curent energia magnetică a undei electromagnetice este nulă, întreaga energie a acestei unde se găsește în energia câmpului electric, adică în acest loc se obține un antinod de tensiune. Este evident că în antinodul de curent, adică la intrarea în linie, se produce un nod de tensiune (fig. 42 *b*). In toate punctele intermediare ale liniei, dela începutul până la capătul ei, energia undei electromagnetice este distribuită între câmpul ei electric

Scanned with OKEN Scanner

și cel magnetic, corespunzător cu distribuția pe linie a tensiunii și a curentului. Pe baza dependenței care există între tensiune și curent, $\frac{U}{I} = Z$, se poate trasa o curbă de variație a impedanței unei astfel de linii, (fig. 42 *c*); impedanța este nulă la nodul de tensiune și maximă la antinodul de tensiune.

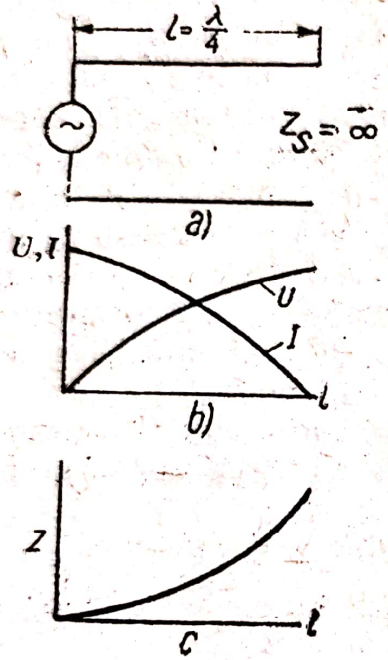


Fig. 42 — Linie în gol, cu lungimea 1/4 λ.

a – linie de transmisie în gol, lungă de un sfert de lungime de undă (deschisă la capete); *b* – variația curentului și a tensiunii dealungul liniei *a*; *c* – variația impedanței liniei *a*.

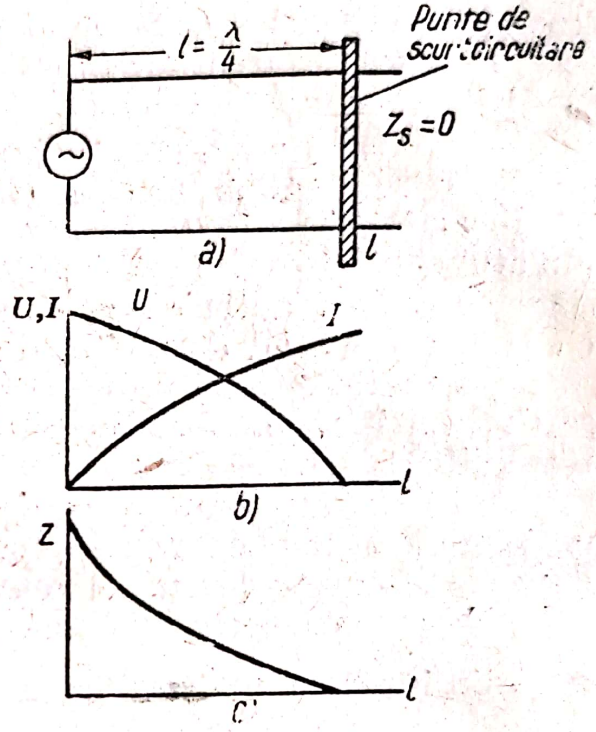


Fig. 43 — Linie cu lungimea 1/4 λ, în scurtcircuit.

a – linie de transmisie cu lungimea de 1/4 λ, scurtcircuitată la capăt; *b* – variația curentului și a tensiunii dealungul liniei *a*; *c* – variația impedanței liniei *a*.

Iată acum cazul unei linii de transmisie cu lungimea $l = 1/4\ \lambda$, însă scurtcircuitată la capăt ($Z_s = 0$) fig. 43 a. In acest caz, deoarece Z_s nu este egal cu Z_0, în linie se stabilește tot o undă staționară de curent și tensiune, cu singura deosebire față de fig. 42, că în locul de scurtcircuit al liniei tensiunea este — firește — nulă (sau în cazul cel mai rău, când este prost scurtcircuitată, are o valoare minimă), iar curentul trebue să fie maxim. Corespunzător acestui curent, tensiunea și impedanța liniei se distribue pe lungimea ei conform curbelor din fig. 43, *b* și *c*, adică se obține cazul invers celui din fig. 42 *b* și *c*.

Desigur că toate aceste relații au loc numai în cazul în care linia este rezonantă pe frecvența generatorului, adică atunci

când lungimea liniei este egală exact cu un sfert din lungimea undei.

Utilizarea practică a unei linii de un sfert de lungime de undă. Studiul curbelor de variație a impedanței Z a liniei din fig. 42 *c* și 43 *c* — arată că în primul caz, adică pentru o linie în gol cu lungimea 1/4 λ, rezistența de intrare a liniei este nulă, sau în orice caz este foarte apropiată de această valoare. Faptul că o astfel de linie lucrează la frecvența de rezonanță, adică faptul că ea prezintă numai o rezistență pură și că această rezistență este minimă la intrare — arată că proprietățile ei sunt analoage cu proprietățile unui circuit oscilant, obișnuit, care lucrează la frecvența de rezonanță și este format din constantele L și C concentrate și legate în serie. După cum se știe, un astfel de circuit oscilant, care lucrează la frecvența de rezonanță, prezintă o rezistență minimă iar proprietățile lui se determină prin factorul lui de calitate Q. Un circuit oscilant este cu atât mai perfect, cu cât Q este mai mare; la rândul lui Q este cu atât mai mare, cu cât pierderile în circuit sunt mai mici. Deoarece pierderile într'o linie sunt practic aproape nule, o linie în gol cu lungimea λ/4 poate fi folosită ca un circuit oscilant serie mult mai perfect decât un circuit oscilant obișnuit, dat fiind că factorul Q al unui asemenea circuit oscilant are o valoare foarte mare. Dacă în circuitele oscilante obișnuite, formate din constante concentrate, Q are o valoare maximă de ordinul 100—200, în cazul unei linii în gol cu lungimea λ/4, la rezonanță, Q atinge valori de ordinul miilor. O astfel de linie poate servi în domeniul frecvențelor ultraînalte, de exemplu, ca un filtru perfect pentru frecvența ei de rezonanță, pentru care ea prezintă practic un scurtcircuit.

O linie în scurtcircuit având lungimea λ/4 prezintă, dimpotrivă la intrare, o rezistență ohmică mare și este analoagă cu un circuit oscilant în derivație, acordat, format din constante concentrate L și C. Deoarece pierderile într'o astfel de linie sunt practic neglijabile, factorul de calitate Q al unei astfel de linii atinge, ca și în primul caz, valori foarte mari, iar rezistența de intrare pe care linia o prezintă pentru un generator poate atinge sute de mii de ohmi. Folosind linii în scurtcircuit cu lungimea 1/4 λ, ca circuite oscilante, care au un Q neobișnuit de mare, se pot obține generatori pentru frecvențe ultraînalte, care se caracterizează printr'o stabilitate mare a oscilațiilor și printr'o putere mare. Linia prezintă aceste proprietăți atunci când lucrează la frecvența de rezonanță, adică pentru o singură lungime de undă. Variind lungimea liniei prin deplasarea unei punți (cursor) de scurtcircuitare dealungul conductorilor ei,

Scanned with OKEN Scanner

se poate varia frecvența de rezonanță a liniei, adică a sistemului oscilant și prin aceasta se lărgește gama de acord a acestui generator până la limitele dorite.

Mai mult decât atât, s'a indicat mai sus (pag. 45) că, în cazul frecvențelor ultraînalte, inductanțele capetelor de ieșire a electrozilor tuburilor electronice și capacitățile lor interioare

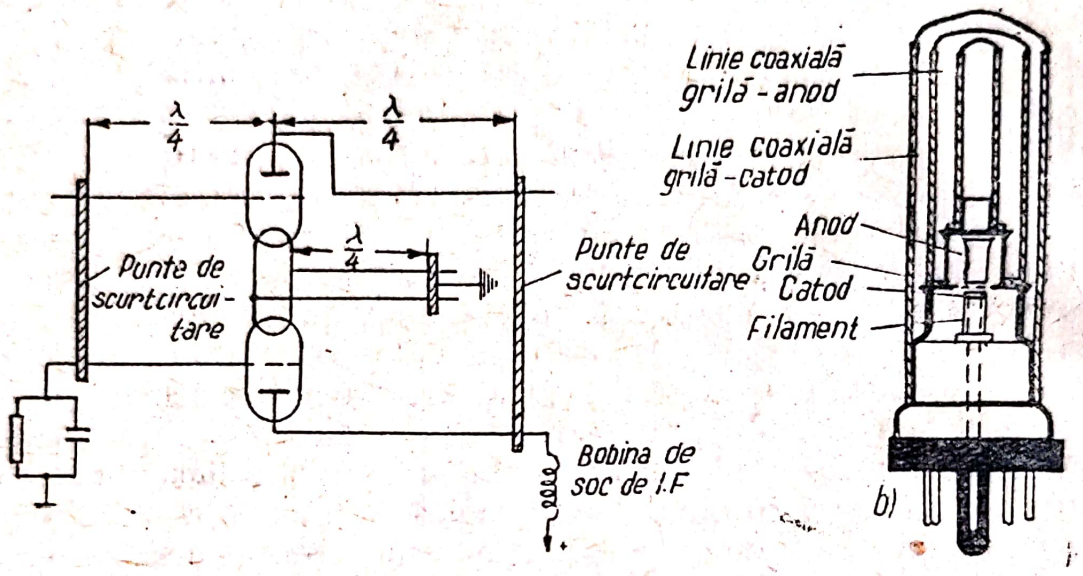


Fig. 44 — Linie folosită ca circuit oscilant.

a — schema de principiu a unui oscilator electronic de frecvențe ultraînalte, cu circuite oscilante formate din linii cu lungimea de 1/4 λ, în scurtcircuit; *b* — un tub electronic de tip „far" cu linii coaxiale ca circuite oscilante; liniile pline reprezintă o secțiune a tubului, iar liniile haşurate, secțiunile liniilor coaxiale.

au o mare influență asupra frecvenței oscilațiilor deoarece ele modifică frecvențele de rezonanță ale circuitelor oscilante conectate la electrozii tuburilor.

Folosind ca circuit oscilant o linie în scurtcircuit, se poate trece ușor peste această dificultate, deoarece capacitățile și inductanțele introduse de tuburi și de toți conductorii de conexiune pot fi compensate printr'o scurtare corespunzătoare a liniei. S'au construit tuburi electronice (de exemplu, așa numitele tuburi de tip „far"), în care electrozii sunt astfel construiți încât ei servesc în același timp ca o continuare a liniei exterioare care se acordă. Toate acestea permit să se mărească frecvența oscilațiilor stabile și de putere relativ mare în cazul frecvențelor ultraînalte. In fig. 44 este arătată una din schemele de principiu ale unui oscilator pentru frecvențe ultraînalte, cu două circuite oscilante formate din linii scurtcircuitate și conectate la circuitul de grilă și circuitul anodic (fig. 44 *a*). Deasemenea, este arătat în secțiune un tub de tip „far" (fig. 44 *b*).

In fig. 44 se arată conectarea, în circuitul de încălzire, a unei linii scurtcircuitate cu lungimea 1/4 λ; ea nu permite

curenților de frecvență ultraînaltă să intre în circuitul de încălzire, deoarece linia prezintă o impedanță de intrare foarte mare la aceste frecvențe. Când în astfel de montaje se folosesc tuburile „far", atunci în locul liniilor deschise studiate până în prezent, se folosește o linie concentrică — un „cablu coaxial" — care este formată dintr'un conductor ce trece prin axul unui tub cilindric, care formează al doilea conductor al liniei. O astfel de construcție nu modifică raționamentele făcute mai sus și se comportă ca o linie bifilară obișnuită.

O linie coaxială prezintă chiar și o serie de avantaje față de liniile bifilare. La o linie bifilară se produce totdeauna o oarecare radiație a energiei electromagnetice în spațiu, ceeace mărește pierderile în linie și prin urmare micșorează factorul de calitate (Q) al acesteia. La liniile coaxiale nu se produce o astfel de radiație, deoarece conductorul exterior are rolul de ecran. Deaceea, pierderile într'o linie coaxială sunt mai mici și factorul de calitate Q al unei astfel de linii este și mai mare decât la liniile bifilare deschise (în gol).

Faptul că la liniile în scurtcircuit cu lungimea de 1/4 λ, rezistența de intrare este foarte mare, permite folosirea lor ca sprijin pentru alte linii. Pentru aceasta este suficient ca o bandă de cupru având lungimea $\lambda/2$ să se îndoaie în formă de U și să folosească drept suport pentru o linie bifilară, neutilizându-se niciun fel de izolație suplimentară între suportul în formă de U, linie și pământ.

Proprietățile enumerate mai sus nu reprezintă nici pe departe toate calitățile liniilor rezonante cu lungimea de un sfert de lungime de undă. O linie cu lungimea $\lambda/4$ permite, de exemplu, să se realizeze ușor un defazaj de 90°. Se poate arăta că dacă rezistența de intrare pe care o „vede" sursa de putere conectată la o astfel de linie încărcată la celălalt capăt cu impedanța Z_s, este Z_{in}, atunci între Z_s, Z_{in} și Z_0 există relația $Z_0^2 = Z_{in}Z_s$. Deoarece în domeniul frecvențelor ultraînalte Z_0, este, după cum s'a arătat mai sus, de natura unei rezistențe pure, relația de mai sus demonstrează că produsul $Z_{in}\,Z_s$ trebue să fie deasemenea o rezistență pură. Aceasta înseamnă că dacă, de exemplu, Z_{in} este format dintr'o rezistență pură și dintr'o reactantă inductivă, atunci Z_s trebue să fie format dintr'o rezistență pură și dintr'o reactanță capacitivă (fig. 45), adică linia cu lungimea 1/4 λ produce un defazaj al sarcinii de 90°. In felul acesta o linie cu lungimea de un sfert de lungime undă schimbă nu numai mărimea impedanței, ci și caracterul ei, adică, după cum se spune, „inversează" sarcina. Această proprietate a liniilor se folosește larg într'o serie de montaje.

Scanned with OKEN Scanner

Relația $Z_0^2 = Z_{in}Z_s$ arată și modul de adaptare a liniei cu sarcina. Să presupunem că la ieșirea din emițător există o linie de transmisie cu o impedanță caracteristică $Z = Z_{in} = 600\ \Omega$ ce duce la o antenă cu o impedanță $Z_s = 72\ \Omega$. Deoarece $Z_0 = \sqrt{Z_{in}Z_s}$, rezultă că $Z_0 = \sqrt{600 \cdot 72} = 208\ \Omega$. Aceasta înseamnă că dacă între capătul liniei lungi având o impedanță caracteristică de 600 ohmi și antenă se conectează o linie de adaptare lungă de un sfert de lungime undă având o impedanță caracteristică $Z_0 = 208$ ohmi, emițătorul și prima linie sunt adaptate cu antena și debitează puterea maximă în antenă.

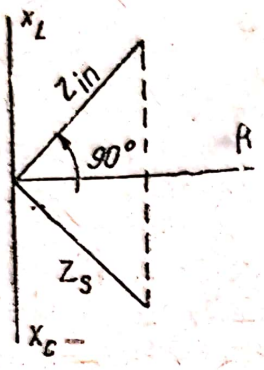


Fig. 45— Reprezentare grafică indicând modul în care un segment de linie de transmisie cu lungimea de 1/4 λ produce o variație de 90° fazei sarcinii.

Linii în jumătate de lungime de undă. In domeniul frecvențelor ultraînalte se utilizează deasemeni pe scară largă nu numai linii de lungime $\lambda/4$, ci și linii de lungime $\lambda/2$. Proprietățile unei linii în jumătate lungime de undă se pot deduce destul de ușor, dacă aceasta este considerată ca fiind formată din două linii în sfert de lungime de undă, conectate în serie. S'a arătat mai sus că o linie în sfert de lungime de undă „inversează" sarcina. Prin urmare, două din aceste linii conectate în serie aduc sarcina la forma inițială, pe care a avut-o înainte de inversare. Aceasta se arată grafic în fig. 46 pentru o linie în gol de lungime $\lambda/2$. După cum se vede, o astfel de linie prezintă la intrare o impedanță mare, în mod analog cu o linie în sfert de lungime de undă, în scurtcircuit. Se poate vedea ușor că o linie scurtcircuitată cu lungimea $\lambda/2$ prezintă la intrare o impedanță foarte mică, la fel ca linia în gol de lungime $\lambda/4$.

Proprietățile liniilor de transmisie cu lungimi diferite de $\lambda/4$ și $\lambda/2$. Este evident că pentru o lungime de undă dată, Z_{in} a liniei variază cu lungimea liniei, deoarece în acest caz capacitatea și inductanța liniei variază la intrare. Teoria liniilor de transmisie arată că, în cazul unei linii în scurtcircuit, Z_{in} variază după legea dată de relația $Z_{in} = Z_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}$, unde λ este lungimea de undă, iar l — lungimea liniei. Această funcție este reprezentată grafic prin curbele date în fig. 47, din care se vede că dacă $l < \lambda/4$, Z_{in} este pozitiv, adică linia se comportă ca o inductanță. Dacă l se află între $\lambda/4$ și $\lambda/2$, atunci Z_{in} este negativ, adică linia se comportă ca o capacitate. Pentru $l = \lambda/4$,

Scanned with OKEN Scanner

Z_{in} este teoretic infinit, adică linia se comportă ca un circuit ideal în derivație, la frecvența de rezonanță; pentru $l = \lambda/2$, $Z_{in} = 0$, adică linia se comportă ca un circuit serie la frecvența de rezonanță, ceeace am văzut mai sus. Astfel, variind lungimea liniei, aceasta poate fi folosită nu numai ca un circuit rezonant serie sau derivație, ci și ca o capacitate sau inductanță, iar aceste capacități și inductanțe sunt mai perfecte decât bobinele și condensatorii, deoarece au pierderi mai mici și se apropie mai mult de noțiunea de capacitate și inductanță ideală. Valorile acestor mărimi se determină pentru o lungime de undă λ dată, prin lungimea corespunzătoare a liniei. Această proprietate se folosește larg în tehnica frecvențelor ultraînalte.

Pentru linii în gol, Z_{in} variază în funcție de lungimea liniei, pentru o lungime de undă dată, în baza relației $Z_{in} = -Z_2 \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda}$. Această funcție este reprezentată grafic în fig. 48, din care se vede că și o astfel de linie poate fi folosită în funcție de lungimea ei, fie ca o capacitate sau ca o inductanță, fie ca un circuit serie sau derivație la frecvența de rezonanță.

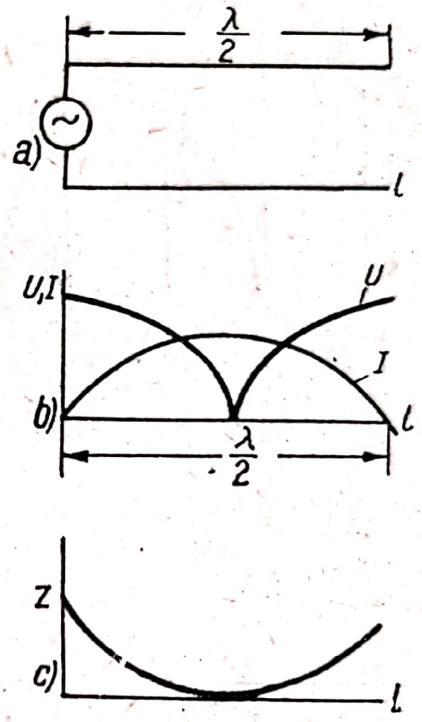


Fig. 46 — Linie cu lungimea $\lambda/2$.
a — un segment al unei linii de transmisie cu lungimea $\lambda/2$; *b* — variația curentului și a tensiunii dealungul liniei *a*; *c* — variația impedanței liniei *a*.

Linia de transmisie ca transformator. O linie de transmisie se poate comporta și ca un transformator ridicător sau coborîtor de tensiune, în baza relației dintre lungimea liniei și lungimea de undă și de natura sarcinii dela capătul liniei. De exemplu, în cazul unei linii în scurtcircuit de lungimea $\lambda/4$, sau în general al unei linii lungi de un număr impar de sferturi de lungime de undă, distribuția curentului și a tensiunii pe linie are forma arătată în fig. 49. Dacă în punctele $x - x$ se conectează o sarcină R_s, atunci la bornele sarcinii, după cum se vede din curbă, tensiunea este mai mică decât tensiunea generatorului, iar curentul crește în mod corespunzător, adică linia se comportă ca un transformator coborîtor de tensiune.

Dacă o linie în gol are o lungime egală cu un număr impar de sferturi de lungime de undă, se obține un transformator ridicător de tensiune. Sarcina care șuntează linia nu trebue să

fie prea reactivă şi în acelaşi timp nu trebue să fie prea mică, deoarece şi într'un caz şi în celălalt se obţin deformări în distribuţia tensiunii şi a curentului dealungul liniei.

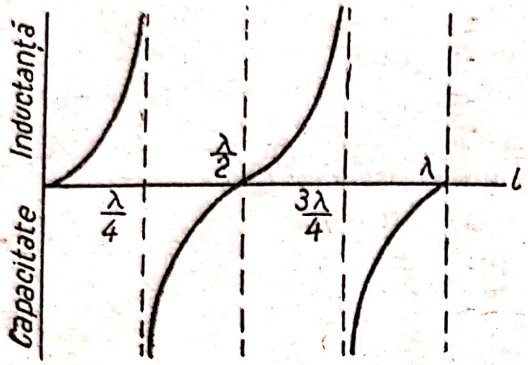


Fig. 47 — Variaţia mărimii şi naturei impedanţei unei linii în scurt-circuit, în funcţie de lungimea liniei *l*, pentru un λ dat.

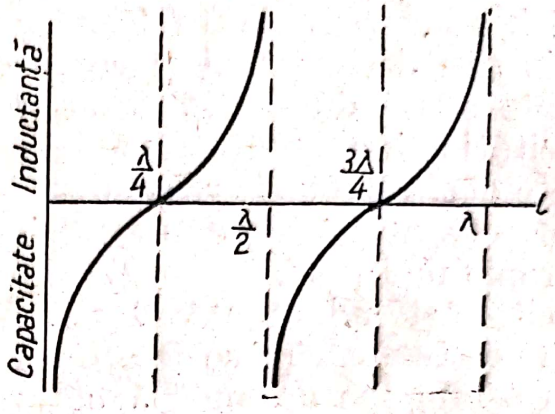


Fig. 48 — Variaţia mărimii şi naturei impedanţei unei linii în gol, în funcţie de lungimea liniei *l*, pentru un λ dat.

Bucle de adaptare. Un exemplu de folosire a proprietăţilor liniilor de transmisie sunt buclele având lungimi λ/4 şi λ/2. In fig. 50 este arătată o linie cu buclă de adaptare. Sarcina Z_s la capătul acestei linii poate fi oarecare, de exemplu o antenă. Pentru a transmite în antenă puterea maximă, trebue să se

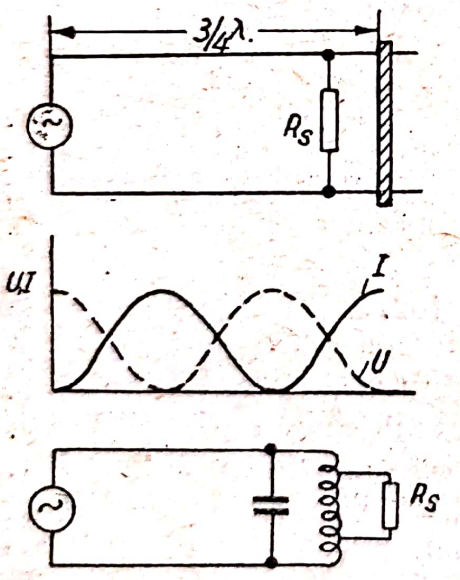


Fig. 49 — Comportarea unei linii de transmisie, cu lungimea de 3/4 λ, scurtcircuitată la capăt, ca transformator.

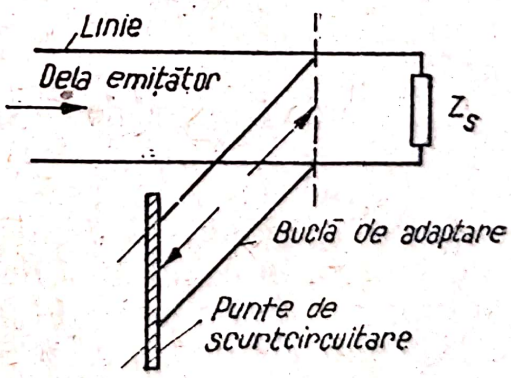


Fig. 50 — Linie de transmisie cu buclă scurtcircuitată, pentru adaptarea sarcinii *Z* dela capătul liniei la impedanţa caracteristică a liniei.

producă, după cum se ştie o adaptare complectă între impedanţele Z_0 şi Z_s. In cazul frecvenţelor ultraînalte, Z_0 poate fi considerat o rezistenţă pură, pe când Z_s poate să nu fie o rezi-

stență pură și atunci componenta reactivă a sarcinii provoacă în linie o undă staționară. Rolul buclei este de a compensa componenta reactivă a sarcinii Z_s și a obține prin aceasta o rezistență pură pentru generatorul care alimentează linia. Alegând, în mod corespunzător, distanța dintre sarcină și punctele AA de legare a buclei, se realizează adaptarea componentei active a impedanței de sarcină Z_s — inclusiv porțiunea liniei cuprinsă între Z_s și punctele AA — la impedanța caracteristică Z_0 a liniei. In ceeace privește componenta reactivă a impedanței între punctele AA, aceasta poate fi compensată prin legarea în punctele AA a unei linii în scurtcircuit (bucle). Pentru a alege în mod corect lungimea l necesară a buclei, se pune la capătul ei o punte (cursor) de scurtcircuitare care se deplasează până când unda staționară din linie dispare. O variantă a sistemului indicat este arătată în fig. 51; aici capacitatea care se formează de obicei la bornele rezistenței pure, în cazul frecvențelor ultraînalte, se neutralizează prin conectarea la aceste borne a unei linii în scurtcircuit de o lungime mai mică decât 1/4 λ, deoarece pentru o astfel de lungime ea este de natură inductivă. Acest sistem este adesea folosit pentru micșorarea capacității dintre electrozi, care influențează funcționarea montajului la frecvențe ultraînalte.

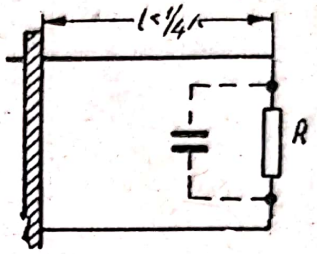


Fig. 51 — O variantă a sistemului din schema din fig. 47, care se folosește adesea pentru compensarea componentei capacitive a impedanței de sarcină.

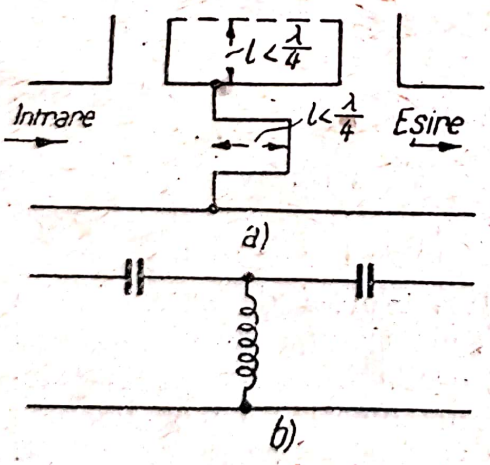


Fig. 52 — Comportarea unei linii de transmisie ca filtru.

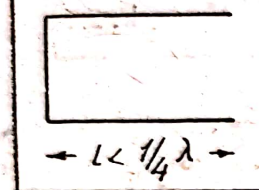
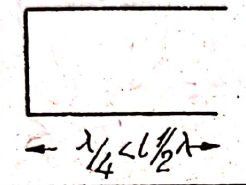
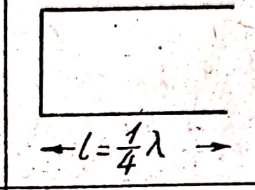
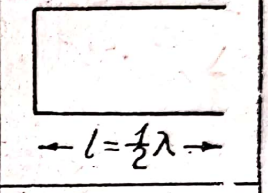
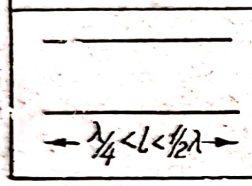
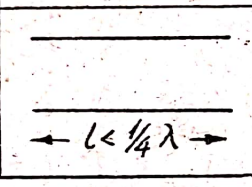
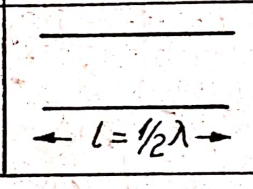
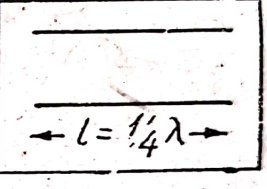
a — filtru de bandă de foarte bună calitate, format din porțiuni de linii de transmisie; *b* — schema echivalentă a filtrului din fig. *a*.

Insfârșit, mai trebue indicată o utilizare importantă a liniilor de transmisie în domeniul frecvențelor ultraînalte. Deoarece, în funcție de lungimea ei pentru un λ dat linia se poate comporta, fie ca o capacitate pură, fie ca o inductanță pură, apare posibilitatea de a se crea un filtru aproape ideal pentru frecvențe mai înalte sau pentru frecvențe mai joase, adică un filtru de bandă. De exemplu în fig. 52 *a* este arătat un filtru „trece sus" format din linii, iar în fig. 52 *b* se arată

Scanned with OKEN Scanner

schema lui echivalentă, care explică funcționarea unui astfel de filtru format din linii.

Ca rezumat al celor arătate despre liniile de transmisie, se dă o tabelă care arată comportarea unei linii în funcție de lungimea ei.

Linia se comportă ca o — când	Linia se comportă ca un — când	Linia se comportă ca un — când	Linia se comportă ca un — când
 $l < \frac{1}{4}\lambda$	 $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{1}{2}\lambda$	 $l = \frac{1}{4}\lambda$	 $l = \frac{1}{2}\lambda$
 $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{1}{2}\lambda$	 $l < \frac{1}{4}\lambda$	 $l = \frac{1}{2}\lambda$	 $l = \frac{1}{4}\lambda$

Trebue menționat că cele arătate aici despre liniile bifilare de transmisie se aplică într'o măsură egală și la liniile coaxiale.

CAPITOLUL IV

OSCILATORI SPECIALI PENTRU FRECVENȚE ULTRAINALTE

Timpul de trecere a electronilor. Folosind proprietățile liniilor de transmisie, cum și tuburile electronice de construcții speciale, se pot mări mult frecvența oscilațiilor, în comparație cu montajele în care se folosesc tuburi electronice și circuite oscilante obișnuite. Datorită acestor măsuri se crează posibilitatea producerii de oscilații cu o frecvență până la circa 600 MHz ($\lambda = 50$ cm). Imposibilitatea de a mări și mai mult frecvența se explică nu prin imposibilitatea de a folosi linii sau cabluri la frecvențe și mai înalte, ci prin aceea că electronii au nevoie de un timp anumit pentru trecerea lor dela catod la anod. Teoria arată că timpul t în secunde necesar electronilor pentru a parcurge distanța d dintre catod și anod (în centi-

Scanned with OKEN Scanner

metri), pentru o tensiune U_a (volți), se determină aproximativ prin relația

$$t \approx 0{,}335 \cdot 10^{-7} \frac{d}{\sqrt{U_a}} \text{ s.}$$

Această durată de fracțiuni foarte mici dintr'o secundă nu are niciun rol în cazul oscilațiilor de joasă frecvență, când perioada acestor oscilații este mare în raport cu timpul de trecere a electronilor în spațiul dintre electrozi. Să presupunem însă că frecvența oscilațiilor este de 1 000 MHz, ceeace corespunde unei perioade $T = \frac{1}{f} = 10^{-9}$ s. Această durată de timp corespunde aproximativ cu timpul de trecere a electronilor în spațiul dintre electrozi. Atunci când perioada oscilațiilor devine comparabilă cu timpul de trecere a electronilor, impedanța de intrarea circuitului de grilă al unui tub electronic scade foarte mult, după cum se va explica mai jos. Impedanța de intrare mică ce rezultă între grila și catodul tubului electronic introduce o amortizare mare în circuitul de acord al grilei (deoarece ea este conectată în derivație cu acest circuit), factorul de calitate Q al acestui circuit se micșorează mult și deaceea apar toate urmările acestui fenomen: instabilitate, micșorarea randamentului, etc. Pentru a explica influența timpului de trecere a electronilor asupra funcționării unui oscilator electronic, trebue examinat fenomenul de trecere a electronilor printr'un tub electronic.

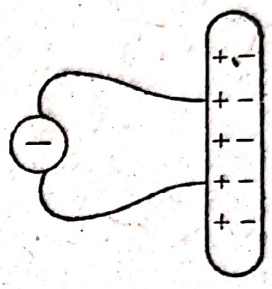


Fig. 53 — Fenomenul de inducție electrică.

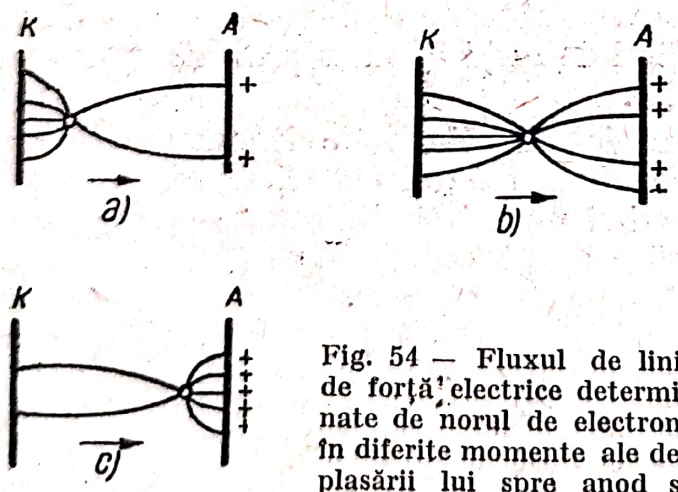


Fig. 54 — Fluxul de linii de forță electrice determinate de norul de electroni în diferite momente ale deplasării lui spre anod și creșterea sarcinii induse pe anod pe măsura apropierii electronilor de anod.

Se admite de obicei că circulația curentului în circuitul anodic sau de grilă începe în momentul când electronii emiși de catod ajung pe acești electrozi. O asemenea ipoteză este însă admisibilă când e vorba de frecvențe relativ joase și când timpul de trecere a electronilor este mic față de perioada oscila-

ţiilor. La frecvenţe ultra înalte este necesar să se aplice un principiu mai general în ceeace priveşte trecerea electronilor în circuitele tubului electronic. In realitate, circulaţia curentului în circuitul tubului începe în momentul când primul electron este emis din catod.

Din fizică este cunoscut fenomenul de inducţie electrică, adică apariţia unor sarcini într'un conductor apropiat datorită unei sarcini electrice de semn contrar. Dacă liniile de forţă electrice ale câmpului nu sunt linii închise, încep la sarcina pozitivă (+) şi se termină la sarcina negativă (—). Schimbând (în mod convenţional) sensul liniilor de forţă, să consideră că cele care încep de exemplu dela un electron, ajung la un conductor apropiat, pe o sarcină pozitivă egală în mărime. Cu alte cuvinte, electronul induce sarcini pozitive în conductor, producând o deplasare a electronilor din conductor (fig. 53). Valoarea acestei sarcini induse este cu atât mai mare, cu cât sarcina care induce are mai multe linii de forţă care se termină pe conductorul respectiv. Dacă dintr'o cauză oarecare, numărul acestor linii de forţă variază, atunci variază şi numărul sarcinilor induse, ceeace duce la o deplasare mai mare sau mai mică a sarcinilor în conductor. Orice mişcare de sarcini constitue însă un curent. Prin urmare, orice variaţie a numărului de linii de forţă electrice pe conductor induce în acesta un curent care, evident, este cu atât mai mare, cu cât este mai mare viteza de variaţie a numărului de linii de forţă (sau viteza de variaţie a mărimii sarcinilor induse).

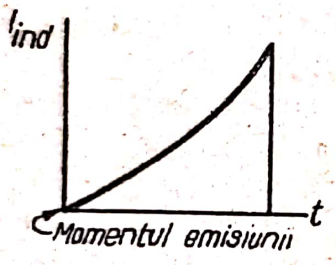


Fig. 55—Variaţia în timp a curentului indus în anod, pentru cazul din fig. 54.

Se va studia acum foarte schematic fenomenul care se produce într'un tub electronic cu doi electrozi, adică într'un tub electronic cu un anod şi un catod. De îndată ce electronul părăseşte catodul ca să se îndrepte spre anod, el induce în anod o sarcină pozitivă corespunzătoare. Pe măsură ce electronul se apropie de anod, numărul liniilor de forţă pe anod creşte treptat (fig. 54). Prin urmare, sarcina indusă în anod creşte treptat, deoarece viteza electronului, pe măsura apropierii lui de electrodul pozitiv, creşte repede (energia cinetică a electronului este proporţională cu diferenţa de potenţial parcursă şi este egală cu eU_a „electronvolţi", în care e este sarcina electronului, iar U_a, diferenţa de potenţial străbătută). Când electronul ajunge la anod, curentul indus în acesta scade la zero şi în circuitul anodic începe să circule un curent electric obişnuit,

Scanned with OKEN Scanner

determinat de electronul ajuns pe anod. O reprezentare grafică aproximativă a creşterii curentului indus în anod este dată în fig. 55.

Este important de remarcat că electronul în mişcare induce curent în electrodul în dreptul căruia se deplasează sau spre care el se îndreaptă, independent de faptul dacă în cele din urmă ajunge sau nu pe acest electrod. De exemplu, în cazul unei triode (fig. 56 *a*), electronul emis de catod şi care se îndreaptă spre grilă induce în aceasta un impuls de curent *a*, *b*, *c* (fig. 56 *b*), în care *c* indică momentul de trecere a electronului între conductorii grilei. După ce electronul a trecut de grilă, el induce în aceasta un curent de sens contrar, deoarece numărul liniilor de forţă care se termină pe grilă scade după aceasta şi devine egal cu zero în momentul când electronul ajunge la anod.

Se presupune că pe grilă se aplică o tensiune alternativă. Dacă frecvenţa acestei tensiuni alternative este joasă, adică dacă perioada T este foarte mare în raport cu timpul de trecere a electronului spre anod, curentul indus de electronul care se apropie de grilă este egal şi de sens contrar curentului indus de acest electron când el trece de grilă şi se îndreaptă spre anod, deoarece condiţiile de trecere ale electronului înainte de grilă şi după grilă nu se schimbă simţitor în timpul scurt de trecere a electronului. Aceasta întrucât toate celelalte fenomene care se produc în circuitul grilei decurg foarte încet (în comparaţie cu acest timp de trecere) şi ca urmare, starea grilei poate fi considerată neschimbată. Când însă perioada oscilaţiilor tensiunii alternative de grilă U_g adică viteza de variaţie a potenţialului grilei devine comparabilă cu timpul de trecere a electronului, condiţiile de trecere a electronului înainte de grilă şi după grilă se schimbă fundamental : în timpul cât electronul este în mişcare, tensiunea grilei îşi poate schimba şi mărimea şi semnul. Drept rezultat, curenţii opuşi induşi de electroni nu sunt egali şi nu se compensează. Fie, de exemplu, $f = 300$ MHz sau $T = 3 \cdot 10^{-10}$ s. In tuburile electronice, obişnuite timpul de trecere a electronului prin tub (dela catod la anod) este aproximativ egal cu 10^{-9} s. Prin urmare, în acest caz, în timpul de trecere a electronului, pe grilă se produc mai mult decât trei cicluri complecte de variaţie a tensiunii. Curentul indus de electron în aceste condiţii, la apropierea lui de grilă este diferit de curentul indus de el la îndepărtarea de grilă. Existenţa unui curent indus rămas necompensat în circuitul grilei este echivalent cu o şuntare a grilei printr'o rezistenţă, care la rândul ei micşorează factorul de calitate Q al circuitului de grilă cu toate urmările produse de acest fapt.

Scanned with OKEN Scanner

Teoria bazată pe influența timpului de trecere a electronilor dă pentru rezistența de intrare R_{in} a tubului, expresia

$$R_{in} = \frac{1}{kSf^2\tau^2}$$

unde : k este un coeficient constant ;
S — panta tubului ;
f — frecvența și
τ — timpul de trecere a electronilor.

Influența timpului de trecere a electronilor este cu atât mai mare (adică rezistența care șuntează grila este cu atât mai

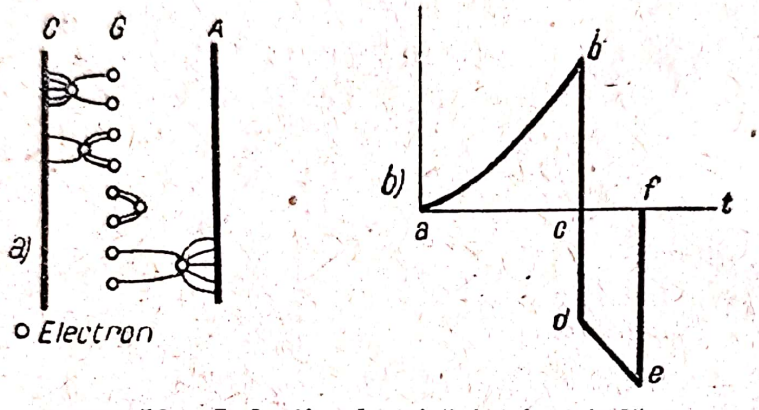


Fig. 56 — Inducția electrică într'o triodă :
a —,figura arată cum un electron care se mișcă într'o triodă induce pe grilă și pe anod sarcini și, prin urmare, și un curent ; *b* — variația în timp a curentului indus în grilă, în cazul mișcării unui nor de electroni.

mică), cu cât acest timp τ este mai mare, cu cât frecvența f a tensiunii alternative aplicate pe grilă este mai înaltă și cu cât panta S a caracteristicii tubului este mai mare. Constanta k depinde de raportul dintre tensiunea grilei și cea a anodului tubului, precum și de raportul dintre timpul de trecere a electronilor dela catod până la planul grilei și dela planul grilei până la planul anodului.

Expresia lui R_{in} arată nu numai o creștere rapidă a influenței timpului de trecere cu frecvența asupra condițiilor de funcționare a oscilatorului, ci și drumul care trebue urmat pentru a micșora această influență. De exemplu se poate mări tensiunea pe anod, ceeace mărește viteza de deplasare a electronilor și prin urmare micșorează timpul lor de trecere. Dar mărirea vitezei electronilor, adică mărirea lui U_a, face ca aceștia să transmită anodului prin lovire o energie mare și să-l încălzească puternic.

Trebue să se folosească anozi de o construcție specială, care permit o disipare mai eficace a căldurii. Aceasta complică în general construcția tubului și îl scumpește. Pentru aceeași

Scanned with OKEN Scanner

tensiune aplicată anodului se poate micşora distanţa dintre electrozi. Dacă, însă, electrozii sunt dispuşi prea aproape unul de altul, condiţiile lor de răcire se înrăutăţesc şi se micşorează amplificarea. Astfel se ajunge la o limitare în funcţionarea tuburilor electronice.

Pe lângă influenţa dăunătoare a timpului de trecere a electronilor, mai trebue indicată încă o acţiune defavorabilă. Viteza de mişcare a electronului creşte treptat, pe măsura apropierii de anod, proporţional cu rădăcina pătrată a diferenţei de potenţial străbătută şi de aceea, la început, o parte importantă din drum este parcursă cu o viteză redusă. Atunci când asupra unor astfel de electroni, care se mişcă cu viteze diferite, acţionează o tensiune alternativă de frecvenţă ultra înaltă, o parte din electroni parcurg distanţa dela catod la anod într'un timp diferit, iar o parte din ei nu ajung deloc la anod, ci se înapoiază la catod. Aceasta micşorează foarte mult gradul de utilizare a fluxului electronic. Toate acestea duc la concluzia că trebue să se construiască oscilatori de frecvenţe ultraînalte, bazaţi pe un principiu nou, care să permită folosirea în întregime a fluxului electronic al tubului, să evite influenţa dăunătoare a timpului de trecere şi, prin aceasta, să se obţină oscilaţii de frecvenţe ultra înalte de puteri mari şi cu un bun randament.

Ar putea să pară neaşteptat faptul că ieşirea din această situaţie dificilă a fost găsită tocmai în utilizarea oscilatorilor de frecvenţe ultraînalte, care folosesc timpul de trecere a electronilor. Dintre oscilatorii construiţi pe principiul utilizării timpului de trecere a electronilor, până în prezent două tipuri sunt recunoscute tehnic : oscilatorii cu magnetron şi oscilatorii cu clistron.

Clistronul [1]). Inainte de a se începe descrierea clistronului şi a principiului său de funcţionare, trebue explicată comportarea electronilor într'un câmp electric. Comportarea electronului într'un câmp electric este parţial cunoscută, pe aceasta bazându-se funcţionarea tuburilor electronice. Dacă între catodul şi anodul unui tub electronic se aplică o tensiune constantă U_a, se crează între aceşti electrozi un câmp electric de accelerare (pozitiv) îndreptat dela anod spre catod. Electronul care părăseşte catodul ajungând în acest câmp electric se deplasează spre anod în linie dreaptă în direcţia forţelor care acţionează asupra lui. Pentru mişcarea electronului dealungul acestor linii de forţă ale câmpului electric se consumă o energie oarecare, pe care o furnizează sursa de tensiune. Prin urmare, în timpul

[1]) Clistron provine dela un cuvânt grecesc care înseamnă bătaia valurilor.

Scanned with OKEN Scanner

mișcării sale, electronul absoarbe din sursa de alimentare o anumită energie. Datorită acestei absorbții de energie, crește viteza electronului, adică energia lui cinetică.

Dacă însă electronul care se mișcă cu o viteză anumită ajunge într'un câmp electric de frânare (negativ), atunci deplasarea electronului are loc în sens opus forțelor care acționează asupra lui și atunci viteza sa și prin urmare energia sa se micșorează. Energia pierdută de electron, în aceste împrejurări, este cedată câmpului care frânează electronul. Este evident că dacă asupra electronului acționează o tensiune alternativă, el suferă în semiperioadele pozitive o accelerare iar în semiperioadele negative o frânare. Cu alte cuvinte, în semiperioadele pozitive, electronul absoarbe din sursa de alimentare o anumită energie, iar în semiperioadele negative, el restituie sursei energia absorbită. Astfel, orice tensiune alternativă care acționează asupra electronului determină o modulație a vitezei electronilor (modulație de viteză), sau, cu alte cuvinte, o modulație a energiei electronilor. In semiperioadele pozitive, electronii absorb o energie suplimentară, iar în semiperioadele negative, ei cedează aceeași energie.

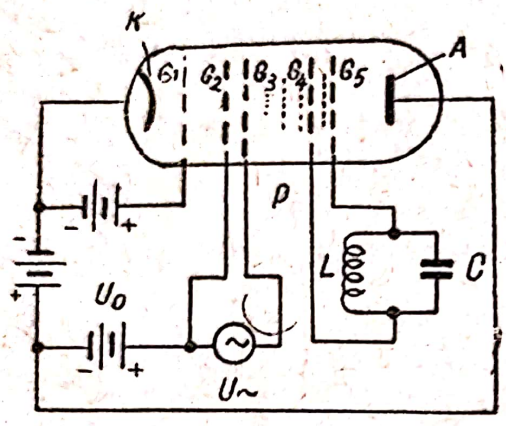


Fig. 57 — Schema de principiu a unui clistron.

Funcționarea clistronului se bazează tocmai pe principiul modulației de viteză.

Schema de principiu a unui clistron și schema de principiu a unui oscilator cu clistron sunt arătate în fig. 57. Din această figură se vede că clistronul este un tub electronic având 5 grile, catod și anod. Principiul de funcționare al clistronului este următorul : fluxul de electroni emis de catodul C este focalizat într'un fascicol îngust și este accelerat de grila G_1 polarizată pozitiv, în direcția grilelor $G_2 - G_3$, care se află la un potențial pozitiv U_0 relativ înalt (de ordinul a câteva mii de volți). Grilele G_2 și G_3 sunt dispuse foarte aproape una de alta (la o distanță de aproximativ un milimetru), astfel că timpul în care electronii parcurg spațiul dintre ele, este foarte scurt. Se aplică peste tensiunea constantă U_0 o mică tensiune alternativă $U_\sim$. Dacă electronii ajung la grilele G_2 și G_3 în momentul în care tensiunea alternativă $U_\sim$ dintre ele trece prin valoarea zero, atunci ei trec prin aceste grile fără să sufere nicio influență din

Scanned with OKEN Scanner

partea acestei tensiuni $U_{\sim}$. Dacă însă electronii ating grilele G_2 și G_3 în semiperioadele pozitive ale tensiunii $U_{\sim}$ ei capătă o accelerație suplimentară, în timp ce în semiperioadele negative ale tensiunii $U_{\sim}$, ei sunt încetiniți. Astfel, electronii care ajung la grilele G_2 și G_3 sunt modulați în viteză (în energie) în spațiul dintre ele. Deoarece însă tensiunea $U_{\sim}$ este mică în comparație cu tensiunea de accelerare U_0, această modulație este foarte redusă. Pe lângă aceasta, deoarece variația de viteză este foarte mică, iar timpul în care electronii străbat spațiul dintre grilele G_2 și G_3 este deasemenea foarte mic, practic vorbind, electronii nu pot induce curent în aceste grile. Astfel, efectul timpului de trecere a electronilor asupra acestor grile este neglijabil în comparație cu tuburile obișnuite.

Pe de altă parte, deoarece modulația de viteză a electronilor este mică, efectul obținut prin această modulație de viteză (de energie) nu poate da un rezultat satisfăcător. Pentru a obține acest rezultat, fluxul de electroni modulat în energie este supus unui *proces de grupare*. Acest proces constă în aceea că fluxul de electroni modulat în viteză în intervalul $G_2 - G_3$ ajunge într'un tub relativ lung p (spațiul de grupare), în care nu acționează câmpurile electrice suplimentare și prin urmare, electronii înaintează cu o viteză constantă. In acest spațiu, electronii ieșiți din regiunea $G_2 - G_3$ cu o mișcare accelerată ajung electronii încetiniți care ieșiseră înainte din această regiune și se grupează cu aceștia în grupuri de electroni. Astfel de grupuri de electroni se formează în spațiul de grupare pe măsură ce electronii se deplasează înainte. Electronii se grupează lângă cei care au trecut prin spațiul $G_2 - G_3$ cu o viteză constantă, adică cu o viteză pe care ei au căpătat-o numai sub acțiunea tensiunii $U_{\sim}$. Pentru a explica mai bine fenomenul de grupare, trebue urmăriți trei electroni. Primul electron trece prin spațiul modulator $G_2 - G_2$ când tensiunea alternativă aplicată pe el este nulă, înainte ca aceasta să treacă în semiperioada pozitivă; prin urmare, viteza acestui electron rămâne constantă. Al doilea electron trece prin domeniul $G_2 - G_2$ ceva mai târziu decât primul; deaceea el este puțin accelerat și ajunge din urmă primul electron. Al treilea electron trece prin spațiul $G_2 - G_3$ ceva mai devreme decât primul și deaceea intră în spațiul de grupare puțin încetinit; el este ajuns de primul electron. Astfel, fluxul de electroni modulat în viteză (în energie) în spațiul modulator $G_2 - G_2$ va fi modulat, în spațiul de grupare, după densitatea electronilor, adică după densitatea de energie (fig. 57, liniile punctate). Se vede clar că numărul unor astfel de grupuri de electroni (concentrații

Scanned with OKEN Scanner

de energie) este determinat de numărul de perioade ale tensiunii alternative, adică ale tensiunii de modulație. Trebue menționat între altele, că lungimea spațiului de grupare nu trebue să fie prea mare, deoarece dacă grupurile de electroni se mișcă timp îndelungat, ele se contopesc din nou într'un singur flux comun, iar electronii se împrăștie în tot spațiul datorită acțiunii de respingere mutuală a electronilor. Fascicolul pierde deci toate avantajele lui.

Fluxul de electroni modulat în densitate se mișcă în direcția grilelor G_4 și G_5, la care este conectat un circuit oscilant, acordat pe frecvența tensiunii de modulație $U_{\sim}$. Pe măsură ce grupurile de electroni se apropie de grila G_4, în ea se induc sarcini, adică în circuitul grilei apare un curent — o mișcare a electronilor — dela grila G_4, prin circuitul oscilant LC, spre grila G_5, care produce în circuitul LC o tensiune cu minusul pe grila G_4 și plusul pe grila G_5, creându-se astfel în apropierea grilei G_4 un câmp de frânare. Intrând în acest câmp, fluxul de electroni este încetinit, adică cedează în circuitul grilei G_4 o parte din energia sa. Când grupul de electroni se îndepărtează de grila G_2, în direcția grilei G_2 se schimbă sensul curentului indus în circuitul grilei și, în consecință, câmpul de frânare apare pe grila G_5, ceeace face ca grupul de electroni să mai cedeze o parte din energia sa circuitului grilelor $G_4 - G_5$. Electronii care pierd o parte importantă din energia lor se îndreaptă apoi spre anod și printr'un circuit exterior, ajung la catod. Pentru ca energia grupurilor de electroni să fie cât mai bine utilizată, este necesar ca grilele G_4, G_5 — așa numitul *dispozitiv de captare a energiei* — să fie dispuse în acel loc al spațiului de grupare, în care se formează aceste grupuri. Atunci se obține un impuls maxim de energie care produce un impuls maxim de curent în circuitul dispozitivului de captare. Frecvența acestor impulsuri este egală cu frecvența tensiunii de modulație $U_{\sim}$ și, deoarece circuitul oscilant din circuitul dispozitivului de captare este acordat pe această frecvență, aceste impulsuri determină în circuitul oscilant oscilații în ritm cu frecvența lui de rezonanță, adică produc în el oscilații de energie destul de mari. Această acțiune a impulsurilor — a grupurilor de electroni — este absolut analoagă cu funcționarea unui amplificator clasă C, unde se știe că în circuitul anodic se obțin impulsuri de curent, care, în circuitul oscilant din circuitul anodic acordat pe frecvența impulsurilor, dau naștere la oscilații puternice.

După cum arată studiul impulsurilor de curent care ajung la dispozitivul de captare, acestea sunt formate dintr'un număr mare de armonice, ceeace ne permite ca prin acordarea circui-

Scanned with OKEN Scanner

tului oscilant al dispozitivului de captare pe o frecvență corespunzătoare, să se separe în acesta o putere apreciabilă pe armonica respectivă; chiar și armonica a zecea dă încă o putere importantă. Acest fenomen este analog cu fenomenul care se produce la multiplicatorii de frecvență, în domeniul radiofrecvențelor mai joase.

Deoarece puterea necesară pentru modulația de viteză a electronilor este mică în comparație cu puterea pe care electronii o cedează dispozitivului de captare, clistronul poate funcționa ca un amplificator de semnale slabe. Este adevărat că în practică el nu este utilizat în acest scop, deoarece din anumite cauze el produce sgomote de fond foarte puternice, care acoperă în întregime semnalele slabe recepționate. Principala utilizare a clistronului este producerea oscilațiilor de frecvențe ultraînalte. Funcționarea clistronului ca oscilator este ușor de realizat; pentru aceasta, este suficient ca numai o fracțiune din energia cedată circuitului oscilant LC să fie adusă în faza potrivită înapoi pe grilele $G_2 - G_3$ (circuitul modulatorului), astfel cum se face în oscilatorii electronici obișnuiți. După cum se știe, pentru menținerea oscilațiilor este necesar ca oscilațiile aplicate din circuitul anoidc pe grilă să coincidă ca fază cu oscilațiile de pe grilă, adică este necesar ca oscilațiile, plecând dela grilă prin circuitul anoidc înapoi la grilă, să fie defazate cu 360^0 sau cu $2\pi n$ radiani, unde n este un număr întreg. Această condiție se realizează ușor în cazul oscilatorilor electronici obișnuiți. In cazul clistronului, pentru obținerea unui astfel de decalaj trebue să se ia în considerare o serie de împrejurări. Insuși principiul de funcționare a clistronului produce un defazaj, care este condiționat mai ales de timpul relativ îndelungat necesar pentru ca electronii să străbată spațiul de grupare (semnalele care acționează pe grila $G_2 - G_3$ ajung pe grilele $G_4 - G_5$ mult mai târziu). In clistronul amplificator, acest fenomen nu are o importanță prea mare, însă într'un clistron oscilator, este foarte important. Trebue arătat că în oscilatorii cu clistron se folosesc tipuri speciale de circuite oscilante, așa numitele cavități rezonante, care vor fi studiate ceva mai târziu. Generatorul cu clistron conține astfel de circuite oscilante atât în circuitul grilelor $G_2 - G_3$, cât și în cel al grilelor $G_4 - G_5$, iar reacția între aceste circuite oscilante se realizează deobicei ca un cablu coaxial, care servește pentru transmiterea energiei dela circuitul oscilant al dispozitivului de captare la circuitul oscilant de modulație. Urmează a se vedea care sunt defazajele care apar într'un astfel de montaj (schema practică a unui oscilator cu clistron este arătată în capitolul al VI-lea

Scanned with OKEN Scanner

fig. 91). Primul defazaj se produce pe drumul dela grilele $G_2 - G_3$ până la grilele $G_4 - G_5$ și este determinat de spațiul de grupare. Timpul necesar parcurgerii acestui spațiu este relativ mare și depinde de :1) lungimea spațiului de grupare ; 2) viteza cu care electronii intră în regiunea grilelor $G_2 - G_3$ care produce modulația de viteză ; 3) variația vitezei produse de acțiunea tensiunii de modulație $U_{\sim}$.

Deoarece, după cum s'a indicat, lungimea spațiului de grupare nu poate fi prea mică (deoarece nu s'ar putea obține o grupare a electronilor) și nici nu poate fi prea mare, această lungime alegându-se deobicei astfel, ca timpul de trecere a electronilor prin el să reprezinte câteva perioade ale tensiunii de modulație.

Defazajul determinat de spațiul de grupare depinde după cum arată teoria, de frecvența tensiunii de modulație, de lungimea d a spațiului de grupare și de tensiunea acceleratoare U_0 aplicată pe grilele $G_2 - G_3$. De exemplu, pentru $f = 1\,000$ MHz, $U_3 = 1\,600$ V și $d = 3{,}6$ cm, defazajul este de 540°.

Următorul defazaj este introdus în bucla de reacție (de cablul coaxial care leagă ambele circuite oscilante. S'a arătat mai sus că drept origine de raportare a grupurilor de electroni servesc electronii care părăsesc spațiul de modulație cu o viteză constantă, adică cei care trec prin acest spațiu când tensiunea de modulație este nulă. Apoi grupurile de electroni trebue să treacă prin grilele de captare, atunci când acestea au tensiunea negativă maximă ; în acest caz rezultă un câmp de frânare maxim și o cedare maximă de energie de către electroni. Cu alte cuvinte, între tensiunea de modulație (în circuitul grilelor $G_2 - G$) și tensiunea la bornele circuitului oscilant din circuitul dispozitivului de captare (grilele $G_4 - G_5$) trebue să fie un defazaj de 90°. Defazajul total între tensiunea grilelor de modulație și tensiunea grilelor de captare, care este egal cu suma primului și celui de al doilea defazaj, trebue să fie egal cu $2\pi n$. Numai în acest caz se respectă echilibrul necesar între faze. Dintre toți factorii care determină acest defazaj total, numai tensiunea U_0 poate fi reglată pentru un anumit clistron și pentru o frecvență de oscilație dată. Cu alte cuvinte, pentru ca clistronul să înceapă să oscileze la o frecvență dată, trebue să se aleagă în mod corect tensiunea de accelerare U_0. Aceasta se poate face sau prin calcul, sau pe cale experimentală.

Ca și în orice generator, pentru anumite condiții date, frecvența oscilațiilor produse de clistron depinde de frecvența de rezonanță a circuitelor oscilante ; un astfel de oscilator este foarte sensibil la desacordarea circuitelor oscilante din circuitele

Scanned with OKEN Scanner

grilelor $G_2 - G_3$ și $G_4 - G_5$ și la variațiile tensiunii U_0. Frecvențele de rezonanță ale acestor circuite oscilante trebue să fie foarte apropiate una de alta; în caz contrar, oscilațiile nu sunt stabile și tensiunea U_0 trebue să fie menținută la o valoare constantă maximă. Pentru a obține oscilații mai puternice și mai stabile, factorul de calitate al circuitelor oscilante trebue să fie foarte mare. Aceste valori ridicate ale factorului de calitate Q, necesare în acest caz, nu pot fi obținute nici cu ajutorul liniilor de transmisie. Aceasta duce și la necesitatea perfecționării circuitelor oscilante pentru funcționarea clistronului, care în general poate funcționa satisfăcător la frecvențe de ordinul a 3 000 MHz. Astfel de circuite oscilante și montaje potrivite pentru folosirea clistronului ca oscilator vor fi descrise mai jos.

Trebue menționat că, deși oscilatorul cu clistron utilizează foarte ingenios energia electronilor, totuși se obține un randament slab care practic nu trece de 10—15%. Aceasta se explică prin imposibilitatea de a trece simultan toți electronii prin dispozitivul de captare în momentul optim pentru cedarea energiei lor, deoarece timpul de trecere a electronilor între grile este foarte mic. Focalizarea fluxului de electroni într'un fascicol foarte îngust, în scopul utilizării cât mai complecte a energiei majorității electronilor, este împiedicată de acțiunea de respingere mutuală a electronilor. Datorită acestui fapt, nu putem obține puteri mari dela un oscilator cu clistron. Puterea maximă obținută în prezent reprezintă câțiva kilowați. Practic, în radiotehnica modernă, oscilatorii cu clistron se folosesc până la puteri de câțiva zeci de wați, de exemplu, ca heterodine la receptorii pentru frecvențe ultrarînalte. Pentu satisfacerea nevoilor tehnicii moderne a frecvențelor ultraînalte, de exemplu, în instalațiile de radiolocație trebue să se găsească oscilatori care să poată produce puteri mari. Un astfel de oscilator este magnetronul inventat de savanții sovietici.

Magnetronul. Dacă funcționarea oscilatorului cu clistron se bazează pe utilizarea proprietăților pe care electronii le prezintă într'un câmp electric, funcționarea oscilatorului cu magnetron se bazează pe comportarea electronilor într'un câmp magnetic, sau, mai exact, pe utilizarea acțiunii simultane asupra electronului a unui câmp electric și a unui câmp magnetic.

Când electronul se deplasează într'un câmp magnetic paralel cu liniile lui de forță, acesta nu are asupra electronului nicio acțiune; viteza electronului nu variază și prin urmare nu variază nici energia lui cinetică și nici traiectoria lui. Aceasta nu trebue să pară o problemă nouă pentru cititor, deoarece din

electricitate el ştie că dacă un conductor prin care circulă un curent se aşează într'un câmp magnetic paralel cu el, conductorul nu suferă nicio acţiune datorită acestui câmp. Cititorul ştie deasemenea că dacă conductorul prin care circulă un curent este aşezat într'un câmp magnetic ale cărui linii de forţă sunt perpendiculare pe conductor, acesta este supus unei forţe perpendiculare pe direcţia de circulaţie a curentului şi pe direcţia câmpului magnetic. Direcţia acestei forţe se determină după regula mâinii stângi: dacă mâna stângă se aşează astfel ca liniile de forţă magnetice să intre în palmă, iar cele patru degete întinse ale mâinii să indice direcţia curentului, degetul mare va indica direcţia forţei care acţionează asupra conductorului.

Un electron în mişcare reprezintă un curent electric a cărui intensitate este elementar egală cu produsul *ev*, unde *e* este sarcina electronului iar *v*, viteza lui. Un electron în mişcare care ajunge într'un câmp magnetic, este supus aceleiaşi forţe la care este supus un conductor prin care circulă un curent. Valoarea acestei forţe este proporţională cu produsul între curentul echivalent *ev* şi componenta intensităţii câmpului magnetic perpendiculară pe direcţia de mişcare a electronului. Direcţia forţei care acţionează asupra electronului este perpendiculară pe direcţia de mişcare a electronului şi pe componenta câmpului magnetic, care face cu această direcţie, un unghi drept. Datorită acestui fapt, traiectoria electronului care intră cu viteză mare într'un câmp magnetic se curbează. Aceasta se arată în fig. 58, în care punctele indică câmpul magnetic, ale cărui linii de forţă sunt perpendiculare pe planul desenului (sensul câmpului magnetic fiind spre cititor), iar electronul intră în câmp dela stânga. La determinarea sensului traiectoriei electronului trebue să se ţină seamă în acest caz că mişcarea electronului este opusă sensului curentului, astfel cum a fost stabilit după regula mâinii stângi. In fig. 59 este arătată o fotografie a traiectoriei luminoase a electronilor, a drumului lor într'un câmp magnetic neomogen.

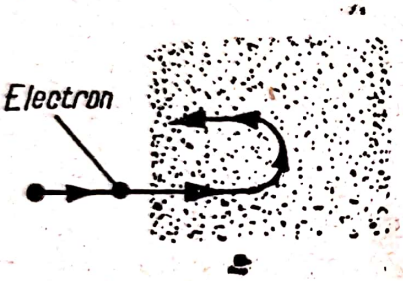


Fig. 58 — Traiectoria unui electron atunci când intră într'un câmp magnetic.

Deoarece acceleraţia pe care o capătă electronul sub acţiunea forţei care acţionează asupra lui este, în acest caz, totdeauna perpendiculară pe direcţia lui de mişcare, într'un câmp magnetic omogen electronul descrie un cerc, a cărui rază este cu atât mai mică, cu cât intensitatea câmpului mag-

Scanned with OKEN Scanner

netic este mai mare și cu cât viteza electronului este mai mică. Matematic, această dependență se exprimă prin formula :

$$R = \frac{3{,}37\sqrt{U}}{H} \text{ cm},$$

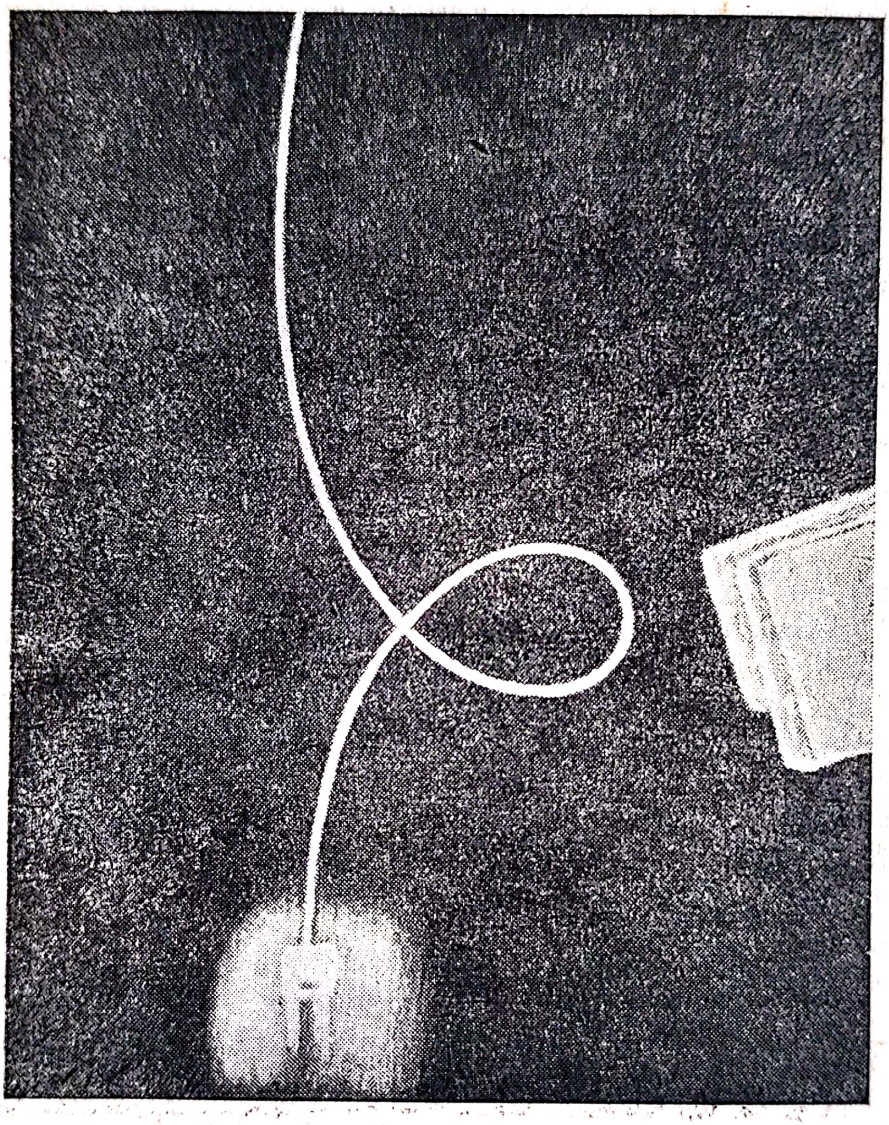


Fig. 59 — Traiectoria electronului într'un câmp magnetic neomogen.

unde U este viteza electronului exprimată în V (adică U este diferența de potențial necesară pentru a imprima electronului viteza pe care o are),

H — intensitatea câmpului magnetic, iar

R — raza cercului pe care electronul îl descrie în câmpul magnetic.

In fig. 60 este arătată fotografia traiectoriei electronilor în câmpul magnetic al unei bobine.

Electronii care se mişcă mai repede descriu un cerc cu o rază mai mare în acelaşi timp în care electronii mai înceţi descriu un cerc cu o rază mai mică, adică perioada de rotaţie a electronului pe un cerc este cu atât mai mare, cu cât intensitatea câmpului magnetic este mai mică. Această perioadă este :

$$T = \frac{3{,}35 \cdot 10^{-7}}{H} \text{ s.}$$

Trebue menţionat încă un fapt legat de mişcarea electronilor într'un câmp magnetic. Intrucât viteza şi prin urmare şi deplasarea electronului sunt totdeauna perpendiculare pe forţa care acţionează asupra lui într'un câmp magnetic, această forţă nu produce un lucru mecanic. Aşa dar, viteza şi în consecinţă energia cinetică a electronului în câmpul magnetic nu variază, ci se modifică numai direcţia vitezei, adică forma traiectoriei electronului. Trebue menţionat că aceasta se produce numai în cazul când în mişcarea sa, electronul intersectează liniile de forţă magnetice.

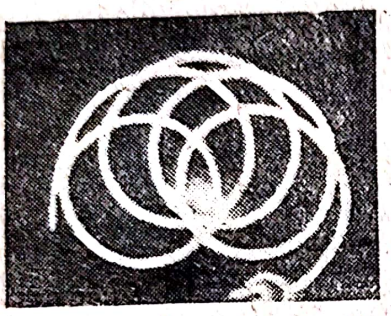


Fig. 60 — Traiectoria electronului în câmpul magnetic al unei bobine.

Dacă asupra electronului acţionează simultan un câmp electric şi un câmp magnetic a căror direcţii fac un unghi drept între ele, atunci electronul, sub acţiunea câmpului electric, tinde să se miste spre anod în linie dreaptă însă, intersectând în drumul său linii de forţă magnetice, el tinde în acelaşi timp să se miste şi după un cerc. Drept rezultat al acestei mişcări compuse — mişcare înainte în linie dreaptă şi mişcare pe un carc — electronul urmează drumul unei spirale, analoagă cu mişcarea unui burghiu în lemn (fig. 61).

In principiu, magnetronul este un tub electronic cu anod cilindric, prin a cărui axă trece catodul, care constitue sursa de electroni. Intre catod şi anod se aplică o tensiune pozitivă, care produce câmpul electric de accelerare al electronilor. Tubul se plasează într'un câmp magnetic constant, ale cărui linii de forţă sunt dirijate paralel cu catodul, adică perpendicular pe liniile de forţă electrice. Electronul care iese din catod este supus acţiunii câmpului electric şi a celui magnetic şi descrie o traiectorie, care este determinată, pentru o tensiune anodică dată, de intensitatea câmpului magnetic (fig. 62). Cu cât câmpul magnetic este mai intens, cu atât traiectoria electronului devine mai curbată (adică raza cercului este mai mică), iar dela o anumită valoare în sus a intensităţii câmpului mag-

Scanned with OKEN Scanner

netic, electronii nu pot să mai ajungă la anod și astfel se întrerupe curentul în circuitul anodic al magnetronului. In acest fel toți electronii se reîntorc în catod (fig. 62).

Teoria arată că intensitatea H a câmpului magnetic la o tensiune anodică dată U_a, pentru care electronii abia mai pot atinge anodul, se determină prin relația :

$$H_{cr} = 6{,}72 \frac{\sqrt{U_a}}{r_a},$$

unde r_a este distanța dela catod la anod, sau ceeace în cazul de mai sus este identic cu raza traiectoriei circulare descrisă de electroni.

Această intensitate a câmpului se numește „intensitatea critică".

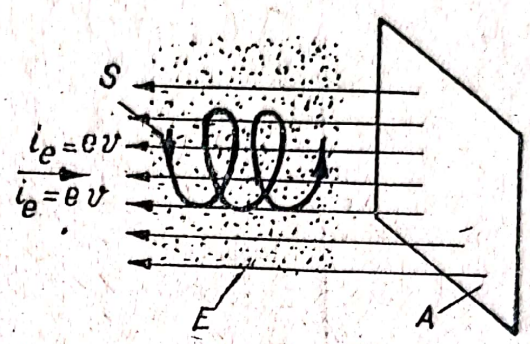


Fig. 61 — Traiectoria electronului supus acțiunii simultane a unui câmp electric și a unui câmp magnetic, perpendiculare între ele.

Caracteristica curentului anodic al magnetronului, adică variația lui pentru un U_a dat în funcție de intensitatea câmpului magnetic H, este reprezentată în fig. 63. Pentru intensități H mai mici decât H_{cr}, curentul rămâne constant, deoarece toți electronii emiși ajung la anod ; pentru $H = H_{cr}$, curentul scade brusc până la zero. Astfel, acțiunea câmpului magnetic este analoagă acțiunii grilei care comandă curentul anodic într'un tub electronic obișnuit.

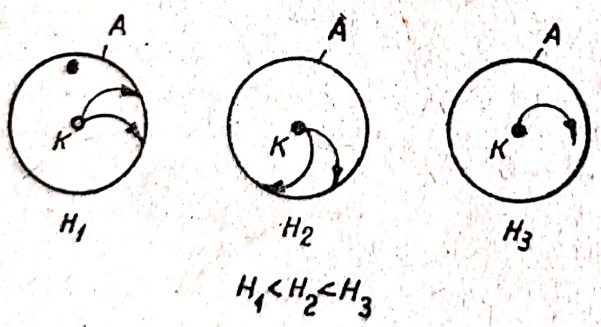


Fig. 62 — Modificarea traiectoriei electronului într'un magnetron, în raport cu intensitatea câmpului magnetic.

Mecanismul de producere a oscilațiilor într'un magnetron este în general foarte complicat, dar sub o formă simplificată el poate fi arătat astfel : Deobicei, valoarea câmpului magnetic utilizată într'un oscilator cu magnetron este mai mare decât valoarea lui critică. Prin urmare, atunci când nu sunt oscilații, electronii emiși de catod nu ajung la anod. Ieșind din catod, electronul se îndreaptă la început spre anod, însă sub acțiunea câmpului magnetic intens, traiectoria lui se curbează datorită câmpului magnetic care acționează asupra lui. El se mișcă un anumit timp paralel cu planul anodului, și apoi se îndreaptă

spre catod, ca să reînceapă de acolo mișcarea lui (fig. 64). Mișcarea acestui electron în spațiul dintre catod și anod este repetată de toți electronii care pleacă depe catod. Drept rezultat se obține un nor electronic care se rotește în jurul catodului,

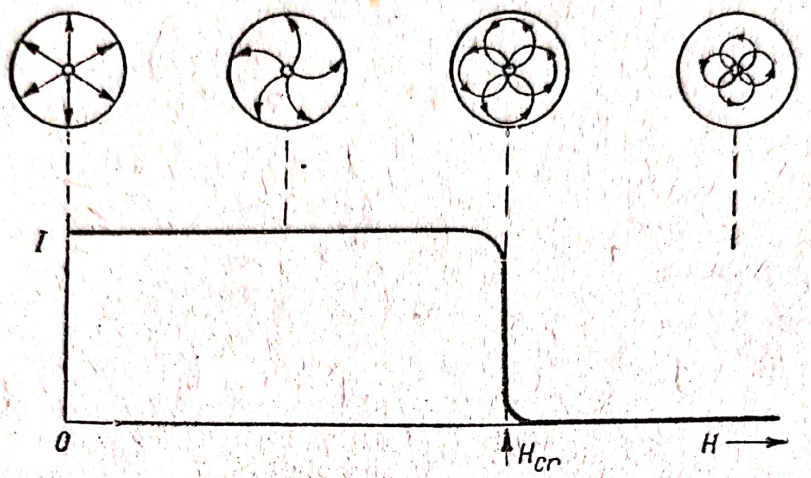


Fig. 63—Variația curentului anodic I a magnetronului, în funcție de intensitatea H a câmpului magnetic din magnetron.

la o anumită distanță de anod. Viteza acestui nor de electroni în jurul catodului depinde de raportul dintre intensitatea câmpului electric și cea a câmpului magnetic. Prin alegerea corespunzătoare a tensiunii anodice constante U_a și a câmpului magnetic H se poate da vitezei norului electronic orice valoare dorită.

In marea majoritate a cazurilor, anodul magnetronului are forma unor sectoare separate, al căror număr trebue să fie totdeauna par. Dacă anodul are un număr minim de sectoare, adică este format din două sectoare cu fante mici între ele, și pe aceste sectoare este aplicată o tensiune alternativă mică ce poate fi dată de exemplu de un circuit oscilant conectat la aceste sectoare (de pildă, sub forma unei linii în scurtcircuit), circuit în care, sub o formă oarecare, se produc oscilații (fig. 65), atunci câmpul electric care se rotește între catod și anod și care este produs de norul de electroni începe să interacționeze cu câmpul electric produs de tensiunea alternativă anodică, concentrată, în special, în fantele dintre sectoarele anodului. Trecând în dreptul fantei, electronii norului sunt modulați în

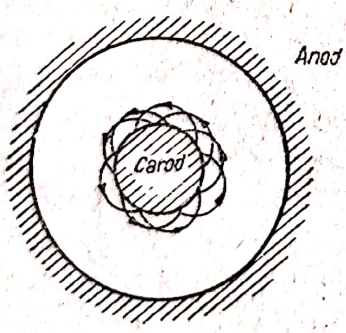


Fig. 64 — Intoarcerea tuturor electronilor pe catod pentru $H \pm H_{cr}$

viteză de câmpul anodic alternativ dintre sectoarele anodului şi, deplasându-se mai departe pe un drum aproximativ circular şi paralel cu planul sectorului anodului, el se grupează în pachete de electroni, după cum se întâmplă în spaţiul de grupare al clistronului. Dacă în momentul în care aceste pachete de electroni trec în dreptul fantei a două dintre sectoarele anodului, ele întâlnesc un câmp de frânare, adică dacă pe această fantă tensiunea alternativă trece în acest moment prin semiperioada negativă, atunci electronii cedează acestui câmp, adică sursei de tensiune alternativă, o parte importantă din energia lor. Acest impuls de energie provoacă, la fel ca în cazul clistronului, un impuls corespunzător de curent în circuitul conectat la sectoarele anodului. După cum în cazul clistronului este necesară alegerea corespunzătoare a timpului de trecere a electronilor prin spaţiul de grupare, astfel ca pachetele de electroni să treacă prin grilele de captare la o anumită fază a oscilaţiilor circuitului oscilant conectat la dispozitivul de captare, pentru care electronii cedează energia lor câmpului de înaltă frecvenţă produs în circuitul oscilant, tot astfel şi în cazul magnetronului, viteza unghiulară a norului de electroni trebue astfel aleasă, încât pachetele de electroni să treacă în dreptul fantelor în faza necesară de oscilaţie a câmpului electric din apropierea acestor fante. Este evident că pentru obţinerea acestor condiţii, perioada de oscilaţie a tensiunii alternative între sectoarele anodului trebue să fie aproximativ egală cu timpul de trecere a electronilor pe o traiectorie circulară dela o fantă la alta.

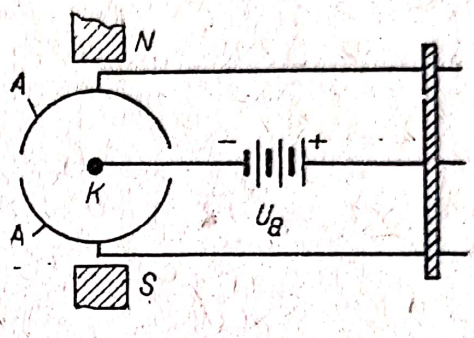


Fig. 65 — Schema unui oscilator cu „magnetron" cu anodul secţionat. Ca circuit oscilant se foloseşte o porţiune de linie de transmisie în scurtcircuit.

Pe baza formulelor date mai sus pentru determinarea timpului de trecere a electronilor şi pe baza formulei pentru determinarea câmpului critic, rezultă că această perioadă trebue să fie aproximativ egală cu

$$T \approx \frac{3{,}56 \cdot 10^{-7}}{H_{cr}} \text{ s.}$$

Cunoscând perioada T, se poate determina uşor şi lungimea undei produsă de magnetron, şi anume

$$\lambda = cT = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 3{,}56 \cdot 10^{-7}}{H} = \frac{10\,000}{H_{cr}}, \qquad \text{(a)}$$

unde c este viteza luminii egală cu $3 \cdot 10^{10}$ cm/s.

Deoarece circuitul oscilant al magnetronului prezintă o frecvență de rezonanță sau o perioadă de oscilații T bine determinată, perioada de rotație a norului de electroni, necesară pentru obținerea oscilațiilor, poate fi stabilită după cum se vede din formula (a) prin alegerea corespunzătoare a valorii H_{cr}, adică prin variația tensiunii anodice U_a și a intensității câmpului magnetic H. Electronul din nor, cedând energie în circuitul anodic al magnetronului, la fiecare trecere în dreptul fantelor cu câmp de frânare se încetinește. Echilibrul care există înainte de aplicarea tensiunii alternative între acțiunea electrică și cea magnetică care acționează asupra electronului și care întorc electronii înapoi la catod, nu se mai realizează acum.

Micșorarea vitezei mărește influența relativă a câmpului electric produs de tensiunea constantă U_a aplicată pe anod, datorită cărui fapt electronul se deplasează mai aproape de anod, în loc să se îndrepte spre catod. Dar în acest caz, electronul capătă și o oarecare energie suplimentară dela sursa de tensiune continuă, energie care compensează aproximativ pe cea cedată de electroni câmpului de frânare. La trecerea următoare a electronului prin apropierea fantei se repetă același proces. Astfel, electronul, efectuând un lucru mecanic util, se apropie treptat de anod, fără ca prin această apropiere să-și mărească apreciabil viteza.

In cele din urmă, electronul cade pe suprafața anodului, cedând oscilațiilor o parte importantă din energia corespunzătoare trecerii lui prin câmpul de tensiune anodică constantă U_a.

Puterea în curent alternativ obținută dela magnetron poate fi mărită mult dacă anodul este construit din câteva perechi de sectoare, deoarece, în acest caz, se mărește numărul fantelor la care electronii cedează energie și se modulează în viteză, iar ca urmare a utilizării simultane a unui număr mare de electroni, crește puterea dată de magnetron. Este necesar, desigur, ca această cedare de energie să se producă simultan la toate fantele. Mijloacele pentru a se obține o astfel de sincronizare există în tehnica modernă a magnetroanelor. Tocmai pe acest principiu se bazează funcționarea magnetroanelor moderne de mare putere. Pentru a se obține un randament mai bun în funcționarea magnetronului, circuitele lui oscilante au o formă specială; ele formează acele cavități rezonante, despre care s'a amintit cu ocazia descrierii clistronului și care vor fi studiate în cele ce urmează, indicându-se modul de construcție al magnetroanelor moderne.

In ceeace privește lungimea undei produsă de magnetron, după cum rezultă din formula (a) se poate obține din punct de

Scanned with OKEN Scanner

vedere teoretic orice valoare pentru ea, ceeace se realizează prin variaţia lui H_{cr}, care la magnetroanele moderne merge dela 600 până la 15 000 linii pe 1 cm², în funcţie de tensiunea U_a folosită, ce atinge uneori 10 000—15 000 V. Magnetroanele moderne se fabrică pentru lungimi de undă dela câţiva centimetri până la câţiva milimetri. Puterea magnetronilor moderni atinge câteva mii de kilowaţi în cazul când ei produc energie prin impulsuri — adică în fracţiuni de timp foarte scurte (fracţiuni de microsecunde) — şi dau un randament de aproximativ 40—70%. Când oscilaţiile sunt produse în mod continuu, puterea magnetronului atinge câţiva kilowaţi pentru $\lambda = 10$ cm.

Un magnetron cu diametrul anodului $d = 0{,}7$ mm produce, în cazul unei intensităţi a câmpului magnetic $H = 20\,000$ gauss şi al unei tensiuni anodice de 4 000 V, o undă cu $\lambda = 4{,}9$ mm ($f \approx 6{,}14 - 10^{10}$ Hz), iar un magnetron cu $d = 0{,}19$ mm pentru $H = 24\,000$ gauss şi o tensiune anodică de 1 200 V, produce o undă cu $\lambda = 6{,}4$ mm ($f \approx 4{,}76 \cdot 10^{10}$ Hz).

Magnetronii sunt astăzi principalii generatori de unde centimetrice de mare putere şi ei şi-au găsit o mare utilizare în tehnica radiolocaţiei .Ei nu pot fi însă utilizaţi ca amplificatori, deoarece nu se pot separa circuitele lor oscilante în circuite oscilante pentru modulaţie şi în circuite oscilante pentru producerea oscilaţiilor, astfel cum se poate face la clistroane.

CAPITOLUL V

GHIDURI DE UNDE

In capitolul precedent s'a arătat că prin mijloacele moderne ale tehnicii frecvenţelor ultraînalte se pot genera cu un randament bun puteri foarte mari, pe lungimi de undă de fracţiuni de centimetru. In mod natural se pune problema metodei de transmisie a puterii în cazul unor frecvenţe atât de înalte dela generator la o sarcină, de exemplu la o antenă. Folosirea liniilor de transmisie devine în acest caz dificilă şi adesea chiar imposibilă, deoarece doi conductori pot avea proprietăţile unei linii de transmisie numai dacă distanţa dintre ei este mult mai mică decât lungimea undei transmise. Este clar că la frecvenţe foarte înalte, realizarea unei linii care să corespundă acestei condiţii şi care să permită transmisia unor puteri mari este practic imposibilă. Deaceea, liniile de transmisie se pot folosi numai pentru frecvenţe mai joase decât 1 500 MHz, adică pentru unde care să nu fie mai scurte de 20 cm. Atunci

Scanned with OKEN Scanner

când în calea tehnicii s'a ivit acest obstacol s'a propus o metodă „nouă" de transmisie a energiei electromagnetice, aplicabilă, de fapt, pentru orice lungimi de unde. Această metodă de transmisie a energiei se realizează cu ajutorul așa numitelor *ghiduri de unde*, adică al unor tuburi metalice și bare din material dielectric. Posibilitatea unei astfel de transmisii a energiei, a fost cunoscută, din punct de vedere teoretic, încă de acum 50 de ani, însă utilizarea practică a ghidurilor de undă a început

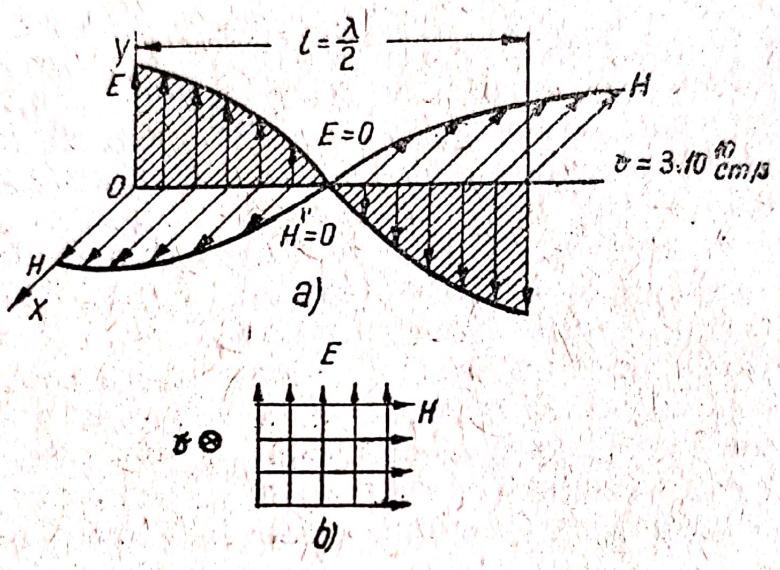


Fig. 66 — Unda electromagnetică.

a — reprezentarea grafică, într'un anumit moment, a undei electromagnetice în spațiul liber; *b* — reprezentarea grafică a frontului undei electromagnetice în punctul *O* al figurii *a*.

numai odată cu desvoltarea tehnicii frecvențelor ultraînalte, deoarece prin mărirea lui λ, ele capătă dimensiuni fizice prea mari, devin foarte voluminoase și incomode, deși în principiu se pot construi ghiduri de unde și pentru undele lungi. In cazul frecvențelor ultraînalte, ghidurile de unde bine construite înlocuesc în mod eficace liniile de transmisie deschise și liniile coaxiale, asigurând o atenuare mult mai mică a undelor electromagnetice pe drumul lor de propagare. Afară de aceasta, ghidurile de unde prezintă și o serie de alte avantaje, care vor fi explicate mai jos. Principiul funcționării unui ghid de unde constă în aceea că energia care trebue transmisă este dirijată într'un spațiu închis, într'un tub metalic de formă paralelipipedică sau cilindrică, în interiorul căruia energia se propagă până la locul de utilizare.

Pentru a înțelege funcționarea ghidurilor de unde, trebue întrucâtva să precizăm și să lărgim noțiunile noastre inițiale asupra undelor electromagnetice.

Scanned with OKEN Scanner

Caracteristicele fundamentale ale undelor electromagnetice se determină în întregime prin aşanumitele ecuaţii ale lui Maxwell, care însă nu pot fi reproduse aici din cauză că ele sunt, din punct de vedere matematic, oarecum complicate. Iată însă principiile fundamentale care rezultă din aceste ecuaţii şi de care va fi nevoie ulterior. Ecuaţiile lui Maxwell stabilesc următoarele :

1. Un câmp magnetic variabil induce o f.e.m. variabilă sau, ceeace este echivalent, produce un câmp electric variabil.

2. Un câmp electric variabil produce un câmp magnetic variabil.

3. Ambele câmpuri există împreună.

4. Câmpurile electric şi cel magnetic variabile sunt sinfazice, adică o creştere a câmpului electric este însoţită de o creştere concomitentă a câmpului magnetic şi invers.

5. Câmpurile electric şi magnetic variabile se află dispuse în spaţiu în cuadratură, adică direcţiile lor sunt perpendiculare între ele.

6. Câmpurile electric şi magnetic variabile se deplasează simultan într'o direcţie perpendiculară atât pe câmpul electric cât şi pe câmpul magnetic, formând ceeace se numeşte o undă electromagnetică.

7. Viteza de propagare a undelor electromagnetice în vid (practic şi într'un spaţiu liber) este egală cu 3.10^{10} cm/s, adică cu viteza luminii.

In mod grafic, o undă electromagnetică în spaţiul liber, într'un moment oarecare, poate fi reprezentată ca în fig. 66 *a*.

In această figură s'au notat prin litera E victorii câmpului electric, adică valorile relative şi direcţiile în momentul respectiv ale intensităţii câmpului electric, iar prin litera *H* s'au notat vectorii câmpului magnetic.

Privind o undă electromagnetică în direcţia propagării ei, adică de exemplu, în direcţia $O-O'$, se vede imaginea arătată în fig. 66 *b* care reprezintă frontul undei electromagnetice în punctul *O*, adică planul dus prin punctul *O* perpendicular pe direcţia de propagare a undei, plan în care sunt dispuşi, în mod corespunzător, vectorii câmpurilor electric şi magnetic.

In unda electromagnetică reprezentată în fig. 66, câmpul electric este dispus numai în planul vertical, iar câmpul magnetic numai în planul orizontal. Prin urmare, câmpurile ei sunt riguros polarizate. Direcţia de polarizare se poate determina fie după planul de polarizare al câmpului electric, fie după cel al câmpului magnetic, ceeace este indiferent. In tehnica frecvenţelor înalte, polarizarea se determină deobicei, după cum s'a

Scanned with OKEN Scanner

arătat, prin polarizarea câmpului electric. Prin urmare unda electromagnetică reprezentată în fig. 66 este o undă polarizată vertical.

Unda în care câmpurile electric și magnetic sunt perpendiculare pe direcția de propagare a udei poartă, după cum se știe, denumirea de undă electromagnetică transversală și se notează unda TEM. Acesta este tipul de unde radiate de antene, și tot astfel de unde se propagă și pe liniile de transmisie,

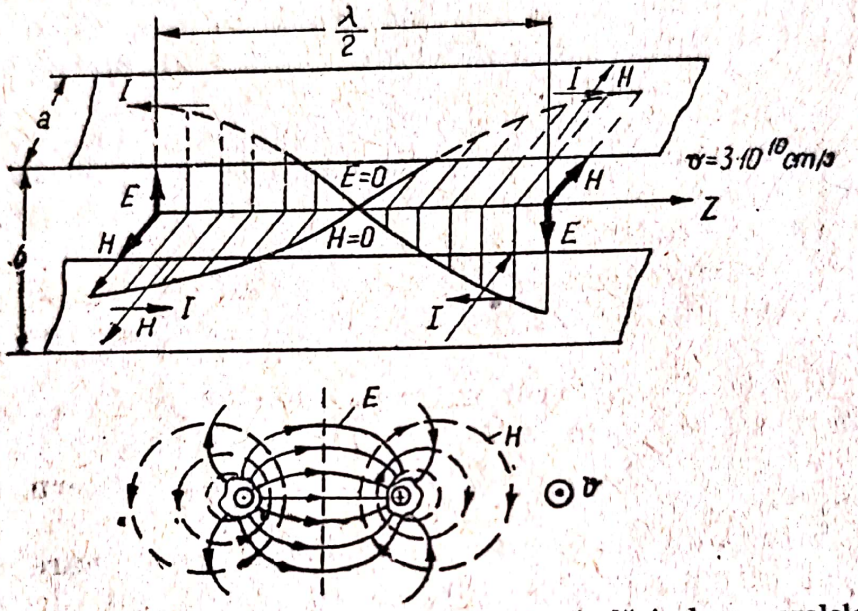


Fig. 67 — Unda electromagnetică între două plăci plane paralele.

atunci când se transmite energia cu ajutorul lor. Despre propagarea undelor electromagnetice dealungul conductorilor s'a vorbit în capitolul III. In acel capitol s'au indicat anumite caracteristici suplimentare ale câmpurilor undei electromagnetice TEM și anume : liniile de forță electrice sunt perpendiculare pe suprafața conductorilor, iar liniile de forță magnetică înconjoară acești conductori, deoarece ele sunt paralele cu suprafața (circumferința) conductorilor. Situația nu se schimbă dacă în loc de doi conductori cilindrici, se iau doi conductori plani paraleli — două plăci (fig. 67). Câmpul electric este totdeauna perpendicular pe suprafața plăcilor, iar câmpul magnetic se află în planul plăcilor și astfel între aceste plăci se propagă o undă TEM. Dacă la aceste două plăci se adaogă încă două plăci laterale paralele, perpendiculare pe primele, adică se formează o conductă dreptunghiulară care să limiteze unda TEM din cele patru părți, se va vedea ușor că unda TEM nu poate exista într'o astfel de conductă, sau — după cum i se mai spune — ghid de unde. Intr'adevăr, pentru ca într'un asemenea

ghid de unde să existe o undă TEM, este necesar să nu existe un câmp electric paralel cu pereții laterali ai ghidului de unde și un câmp magnetic perpendicular pe acești pereți, deoarece câmpul electric paralel cu pereții laterali produce în aceștia o deplasare de sarcini, adică un curent care crează el însuși un câmp magnetic, iar ca urmare câmpul undei electromagnetice se deformează, adică unda TEM ca atare încetează să existe și transmisia de energie încetează deasemenea. Totuși, o transmisie de energie se produce în ghidul de unde, ceeace se confirmă prin experiență. Este evident că aceasta este posibilă numai în cazul în care configurația câmpului undei TEM în ghidul de unde se modifică astfel încât să se obțină un câmp având o nouă structură, deci un nou tip de undă, care să poată transporta energie în interiorul ghidului de unde. Explicarea acestei configurații noi a câmpului, a noii unde în ghidul de unde și a condițiilor în care transmisia de energie prin ghidul de unde este posibilă reprezintă în general o problemă matematică complicată. Insă rezolvarea acestei probleme pentru un caz particular care are o importanță practică mare și anume al ghidului dreptunghiular de unde este posibilă prin metode matematice elementare. Soluția este simplă și permite să se reprezinte sugestiv imaginea fizică a fenomenelor care se produc într'un ghid dreptunghiular de unde. Relațiile care se obțin pentru acest caz particular rămân în general valabile și pentru ghiduri de unde de forme și cu configurația câmpurilor din interiorul lor mai complicate.

Fie o undă TEM, al cărei front este perpendicular pe planul desenului și care se propagă în spațiul liber cu viteza v. In fig. 68 *a* este reprezentată o secțiune a undei în planul desenului, făcută astfel încât câmpul magnetic H al acestei unde să fie paralel cu planul desenului. Liniile pline reprezintă liniile de forță magnetice, iar săgețile indică direcția câmpului magnetic. Câmpul electric E fiind perpendicular pe cel magnetic este reprezentat prin cercuțe cu punct sau cruciuliță, care arată că direcția câmpului electric în acest moment respectiv intră în planul desenului sau iese din planul desenului, adică este perpendicular pe H. Liniile pline corespund fronturilor de undă în care E și H au valori maxime într'un sens sau altul, adică distanța dintre liniile pline este de $\lambda/2$. Liniile punctate trasate la mijlocul distanțelor dintre liniile pline corespund evident fronturilor în care E și H sunt nule. In fig. 68 *b* este reprezentată o secțiune a unei unde TEM identice cu cea din fig. 68 *a*, însă care se deplasează sub un anumit unghi față de direcția primei unde. Unghiurile de înclinație ale fronturilor

Scanned with OKEN Scanner

undelor față de orizontală se presupun egale, adică o undă este imaginea în oglindă a celeilalte unde. Este evident că direcția de mișcare a undelor este perpendiculară pe frontul lor. Vitezele de propagare ale ambelor unde sunt desigur egale.

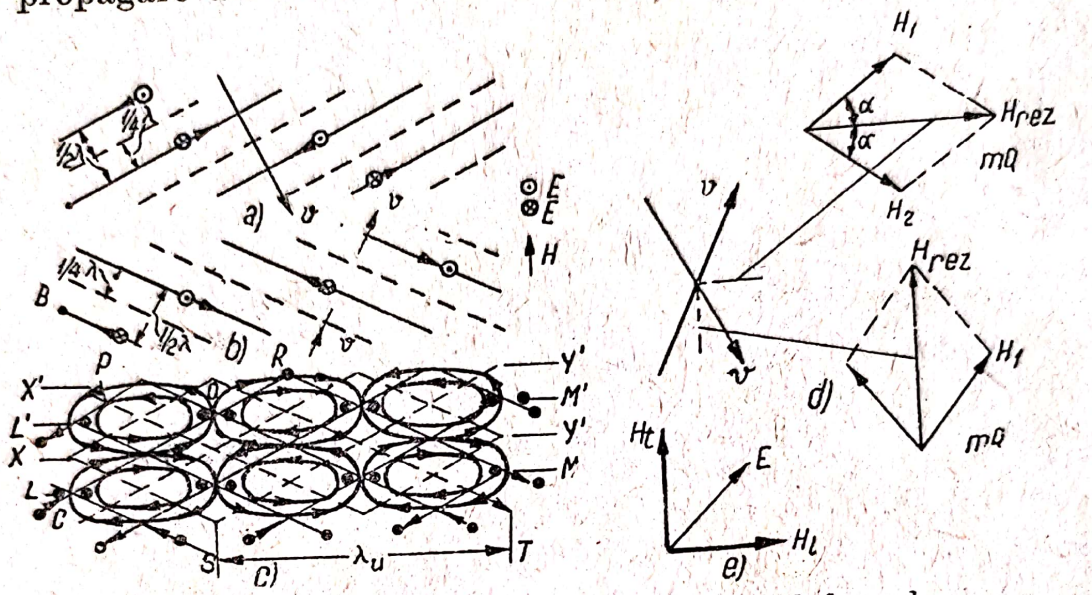


Fig. 68 — Fenomenele care se produc într'un ghid de unde.

a — secțiunea unei unde TEM care se propagă în spațiul liber cu o viteză *c* și al cărei front este perpendicular pe planul desenului; *b* — secțiunea unei unde TEM identice cu cea din *a*, care însă are o direcție de propagare înclinată față de cea a undei *a*; *c* — configurația câmpului rezultant produs de *a* și *b* în momentul în care punctele *A* și *B* ale celor două unde TEM coincid în punctul *C*; *d* — figură care arată cum câmpul magnetic rezultant este paralel cu bisectoarea unghiului dintre direcțiile de propagare ale undelor componente sau perpendicular pe ea; *e* — unda rezultantă are două componente ale câmpului magnetic, care sunt perpendiculare între ele și pe câmpul electric. Câmpurile *E* și H_t sunt sinfazice.

Aceste două unde TEM produc un câmp rezultant oarecare, a cărui configurație este arătată în fig. 68 *c*, pentru momentul în care punctele *A* și *B* ale celor două unde TEM coincid în punctul *C*. Acest câmp rezultant poate fi determinat printr'o simplă suprapunere a câmpului unei unde cu câmpul celeilalte unde.

Tabloul este identic cu acela care rezultă la reflecția undei *A* pe o oglindă înclinată față de frontul undei. Dacă înclinația nu ar exista și unda ar cădea normal, s'ar obține unde staționare (*A* + *B*). Atunci însă când oglinda este înclinată, nu se mai obțin unde staționare cu maximele paralele cu frontul undei; ele se împart într'o serie de unde scurte separate, care se deplasează rapid dealungul oglinzii.

Câmpul magnetic rezultant în fiecare punct este o sumă de doi vectori ai câmpurilor magnetice ale undelor inițiale componente. In anumite puncte, acest câmp rezultant poate fi determinat imediat. De exemplu, în toate punctele de pe liniile întrerupte, câmpurile magnetic și electric ale unei unde sunt

nule ; prin urmare, câmpul rezultant este identic în aceste locuri cu câmpul celeilalte unde. Astfel, dealungul oricărei linii punctate, direcţia câmpului rezultant este paralelă cu frontul celeilalte unde, ca de exemplu, în punctul P. In punctele de intersecţie ale liniilor punctate, câmpul nu există. Deoarece amplitudinile câmpurilor undelor componente se presupun egale, rezultă că în punctele de intersecţie a două linii pline câmpul magnetic rezultant are direcţia bisectoarei unghiului ascuţit sau obtuz dintre ele, aşa cum rezultă la compunerea a două forţe egale care acţionează sub un anumit unghi. Aceasta se poate exprima şi altfel şi anume că, în acest caz, câmpul magnetic rezultant este sau paralel cu bisectoarea unghiului dintre direcţiile de propagare ale undelor componente, sau perpendicular pe ea, ceeace se vede din construcţia dată în fig. 68 *d*, care este făcută pentru punctele Q şi R ale undei rezultante.

Dacă printr'o metodă analoagă se determină direcţia câmpului magnetic rezultant pentru un număr mare de puncte, se obţine o imagine de distribuţie a câmpului magnetic al undei rezultante. Ea reprezintă nişte bucle închise, a căror formă precisă depînde de unghiul sub care se intersectează fronturile undelor componente, adică de unghiul de intersecţie a direcţiilor lor de propagare. Centrul fiecărei bucle este punctul de intersecţie a două linii punctate şi prin urmare un punct în care câmpurile electric şi magnetic sunt nule. Deoarece vectorii câmpului electric în undele componente sunt perpendiculari pe planul desenului, vectorii electrici şi câmpurile rezultante sunt şi ele tot perpendiculare pe planul desenului, iar valoarea maximă a câmpului electric este evident egală cu dublul valorii câmpului electric al undei componente. Direcţia câmpului electric rezultant este notată în fig. 68 *c* sub forma unor cercuri cu puncte şi cruciuliţe.

Este evident că în planuri ca $X - Y$ sau $X' - Y'$ între spaţiile învecinate ale buclelor magnetice, câmpurile magnetice sunt pretutindeni paralele cu aceste planuri, adică în aceste planuri se obţine un *câmp magnetic longitudinal* H_l. In aceste planuri câmpul electric este nul. Dimpotrivă, în planurile $L - M$ şi $L' - M'$, câmpul magnetic este perpendicular pe ele (câmp magnetic transversal H_t), iar câmpul electric, deasemenea perpendicular pe aceste planuri, atinge aici valoarea maximă. Astfel se obţine o undă rezultantă diferită de undele componente şi în care există două câmpuri magnetice componente, perpendiculare între ele şi în acelaşi timp perpendiculare pe câmpul electric (fig. 68). Câmpul electric E şi câmpul magnetic transversal H_t sunt sinfazice. Afară de aceasta, în

Scanned with OKEN Scanner

unda rezultantă apare un câmp magnetic longitudinal H_l, care coincide ca direcţie cu direcţia de propagare a undei rezultante şi care nu există la undele TEM. Prezenţa componentei longitudinale H_l face ca această undă să fie denumită pe scurt unda H. Uneori, o astfel de undă se notează prin TE, înţelegându-se prin această notaţie, că din unda componentă principală TEM, se menţine neschimbată numai direcţia câmpului electric (unda electrică transversală).

Configuraţia câmpurilor undei electromagnetice rezultante reprezentată în fig. 68 *c* se referă la momentul respectiv ; deoarece undele ei componente se propagă cu o viteză v, configuraţia rezultantă a câmpurilor, adică unda rezultantă, se deplasează deasemenea cu o viteăz oarecare care trebue determinată. Ca să aflăm această viteză, care se notează cu v_u, trebue stabilită viteza de propagare a unui punct oarecare caracteristic al acestei unde. De exemplu, câmpul magnetic al undei rezultante în punctul C este legat cu punctul de intersecţie a două linii pline ale undelor componente (fronturilor undei). Ele sunt desenate separat în fig. 69 prin dreptele CA şi CB. Deoarece fronturile undelor componente se deplasează cu viteza v într'o direcţie perpendiculară pe ele (adică în direcţia perpendicularelor AD şi BD), punctul lor de intersecţie C se deplasează, după cum s'a explicat mai sus, după direcţia bisectoarei CD a unghiului dintre fronturile undelor. Este lesne de înţeles că punctele A, B şi C trebue să atingă simultan punctul D, întrucât punctul C aparţine atât frontului undei A cât şi frontului undei B, care se propagă cu aceeaşi viteză. Deaceea din triunghiul DAC se poate determina uşor că viteza v_u de propagare a câmpului undei rezultante este

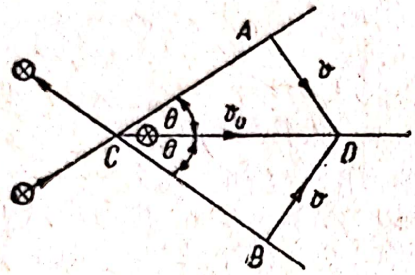


Fig. 69 — Determinarea vitezei v de propagare a câmpului undei electromagnetice rezultante.

$$v_u = v/\sin \Theta,$$

unde Θ este jumătatea unghiului format de direcţiile undelor componente TEM.

Această relaţie arată că viteza de propagare a câmpului noii unde rezultante depinde de unghiul dintre fronturile undelor componente. Deoarece sinusul oricărui unghi poate varia dela 1 până la 0, această viteză poate varia dela $v_u = v$, adică dela viteza de propagare a undelor componente, până la o viteză infinit de mare, când $\sin \Theta = 0$. După cum s'a arătat mai sus,

viteza v_u este viteza de fază (pag. 11) şi ea reprezintă viteza cu care observatorul trebue să se deplaseze dealungul axei ghidului de unde ca să-şi păstreze poziţia invariabilă faţă de configuraţia câmpului. Cu o astfel de viteză se deplasează numai faza, nu însă şi energia undei, pentru care expresia vitezei de propagare este dată mai jos.

Se ştie că lungimea oricărei unde λ este legată de frecvenţa ei f şi de viteza ei de propagare v, prin relaţia

$$\lambda = \frac{v}{f}.$$

Frecvenţa oscilaţiilor undei rezultante determinate mai sus nu poate să varieze, deoarece această frecvenţă este dată de sursa exterioară ce dă naştere undelor TEM. Dacă se modifică însă viteza de propagare, este evident că trebue să varieze şi lungimea de undă a câmpului rezultant. Notând această nouă lungime de undă prin λ_u, se obţine

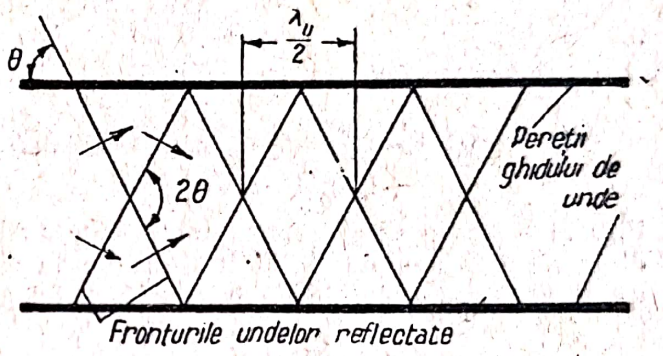


Fig. 70 — Fronturile unei unde electromagnetice TEM trimisă într'un ghid de unde şi reflectată pe pereţii lui.

$$\lambda_u = \frac{v_u}{f} = \frac{v}{f \sin \Theta} = \lambda / \sin \Theta.$$

Este evident că lungimea de undă a oscilaţiilor câmpului rezultant poate fi, în cazul limitat, egală cu lungimea de undă a undelor componente, sau mai mare decât ea, atingând o valoare infinit de mare atunci când $\Theta = 0$. Aceasta corespunde cazului unei viteze de propagare v_u infinit de mari.

Deoarece lungimea de undă corespunde unui ciclu complect de variaţie, de exemplu, a câmpului magnetic, mărimea λ_u a câmpului rezultant este arătată în fig. 68 *c*.

Aşadar, prin suprapunerea corespunzătoare a două unde electromagnetice plane TEM care se propagă pe direcţii înclinate una faţă de alta se obţine un câmp rezultant complect diferit de câmpul undelor respective. Direcţia de propagare a noului câmp coincide cu bisectoarea unghiului dintre direcţia fronturilor undelor componente, iar de acest unghi depinde atât viteza de propagare a câmpului rezultant cât şi lungimea de undă a oscilaţiilor sale.

Scanned with OKEN Scanner

Situația nu se schimbă dacă se plasează câmpul rezultant într'un ghid de unde a cărui distanță dintre pereții laterali este egală cu distanța dintre planele $X - Y$ și $X' - Y'$ din fig. 68 *c*, adică egală cu lățimea buclei magnetice. In acest caz, pe pereții laterali ai unui astfel de ghid de unde câmpul electric este nul și prin urmare pereții ghidului de unde nu au nicio influență asupra configurației câmpului. Aici apare însă o problemă de ordin practic. Pentru a se obține în ghidul de unde o astfel de configurație a câmpului, sunt necesare două unde TEM egale, înclinate una față de alta. Cum pot fi ele obținute în ghidul de unde? Răspunsul este foarte simplu : Trimițând în ghidul de unde, o undă TEM, aceasta întâlnește pereții conductori ai ghidului de unde, și suferă o serie de reflecții pe pereții inferiori și superiori (fig. 70). Dacă pereții ghidului sunt făcuți dintr'un metal bun conductor se obține astfel o propagare a undei TEM în zig-zag. Inclinația frontului undei în ghidul de unde depinde, după cum se poate vedea ușor, de corelația dintre lungimea de undă și dimensiunile ghidului de unde. De aceasta depinde și lungimea de undă a câmpului rezultant și viteza de propagare a fazei lui.

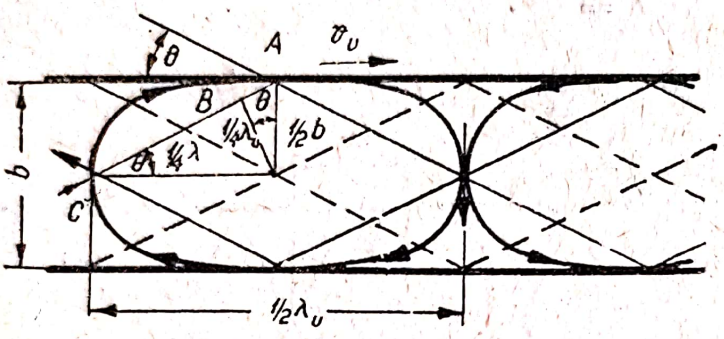


Fig. 71 — Desen care permite determinarea relației dintre lungimea undei TEM transmisă prin ghidul de unde și dimensiunile acestuia, astfel încât să fie posibilă propagarea prin el a energiei electromagnetice.

Se pot stabili ușor relațiile dintre lungimea undei TEM transmisă prin un ghid de unde și dimensiunile lui, astfel ca prin ghidul de unde să se poată propaga energia electromagnetică. Se consideră că lățimea ghidului de unde este egală cu *b* și că este de așa natură, încât în secțiunea *b* a ghidului de unde să se poată cuprinde o buclă a câmpului magnetic, după cum se vede în fig. 71, care reprezintă o secțiune după direcția de propagare a câmpului rezultant. Frontul undei TEM se deplasează în direcția perpendicularei *BO*. Din figură se vede că $CO = 1/4\ \lambda_u$, $BO = 1/4\ \lambda$ (fig. 68 *a*) și $AO = b/2$. Din triunghiul *ABO* rezultă că

$$OB = OA \cos \Theta \qquad (a)$$

sau

$$\lambda = 2b \cos \Theta. \qquad (b)$$

Pentru λ_u și v_u se obțin relațiile de mai sus.

Trebue să se menționeze că deoarece undele TEM care determină configurația reală a câmpului într'un ghid de unde și care transportă de fapt energia dealungul ghidului de unde se deplasează în unghiul de unde în zig-zag, viteza cu care energia se transmite dealungul ghidului de unde este mai mică decât viteza de propagare a undelor TEM. Această viteză de transmisie a energiei dealungul ghidului de unde poartă denumirea de *viteza de grup* și este egală cu

$$v_{gr} = v \sin \Theta.$$

Deoarece cos Θ nu poate fi mai mare ca unitatea, valoarea maximă pe care o poate avea expresia (b) este

$$\lambda_{cr} = 2b.$$

λ_{cr} poartă denumirea de lungime de undă critică și corespunde unui unghi $\Theta = 0$, deci cazului în care frontul undelor componente TEM este paralel cu pereții laterali ai ghidului de unde. In acest caz, undele componente se deplasează numai în sus și în jos între acești pereți. Buclele câmpului magnetic devin infinit de lungi; deaceea, viteza de fază devine infinită, iar viteza de grup devine egală cu zero, adică energia nu se poate transmite în ghidul de unde. Transmisia de energie prin ghidul de unde se poate produce numai în cazul unei unde TEM având o lungime de undă mai mică decât $\lambda_{cr} = 2b$.

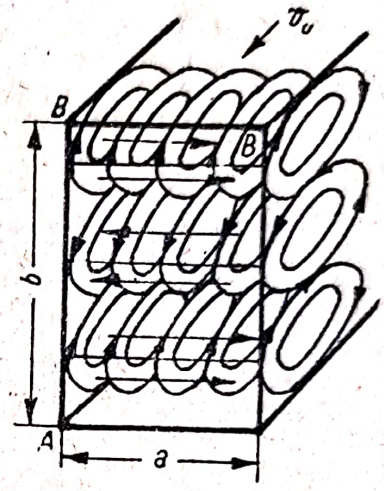


Fig. 72 — Distribuția buclelor câmpului magnetic la o undă de tip H (sau TE) de formă mai complicată decât în cazul din fig. 68. Pe lățimea ghidului de unde încap trei rânduri de bucle ale câmpului magnetic. Săgețile drepte indică direcția câmpului electric.

Unda studiată este cea mai simplă undă de tipul H (sau TE) într'un ghid de unde dreptunghiular, deoarece între pereții lui laterali încape numai un singur rând de bucle ale câmpului magnetic. Din fig. 68 *c*, se vede însă că într'un ghid de unde se pot include câteva rânduri de bucle ale câmpului magnetic fără să se strice condițiile de propagare ale câmpului rezultant în ghidul de unde (fig. 72). In funcție de numărul de bucle magnetice care încap în lățimea ghidului de unde, în cazul undelor de tipul H se obține o configurație diferită a câmpului, iar pentru notarea acestei configurații se folosește un indice pus în partea de jos la dreapta literei H. De exemplu, dacă pe lățimea ghidului de unde (după axa *x* fig. 73 *a*) încep două

Scanned with OKEN Scanner

rânduri de bucle, acest gen de undă de tipul II se notează prin H_2.

Aceasta corespunde evident unor unde mai scurte. Este însă posibilă obținerea unor configurații de câmpuri mai complicate în ghiduri de unde, când în înălțimea ghidului de unde (axa y) încap câteva semiunde ale câmpului, adică câteva

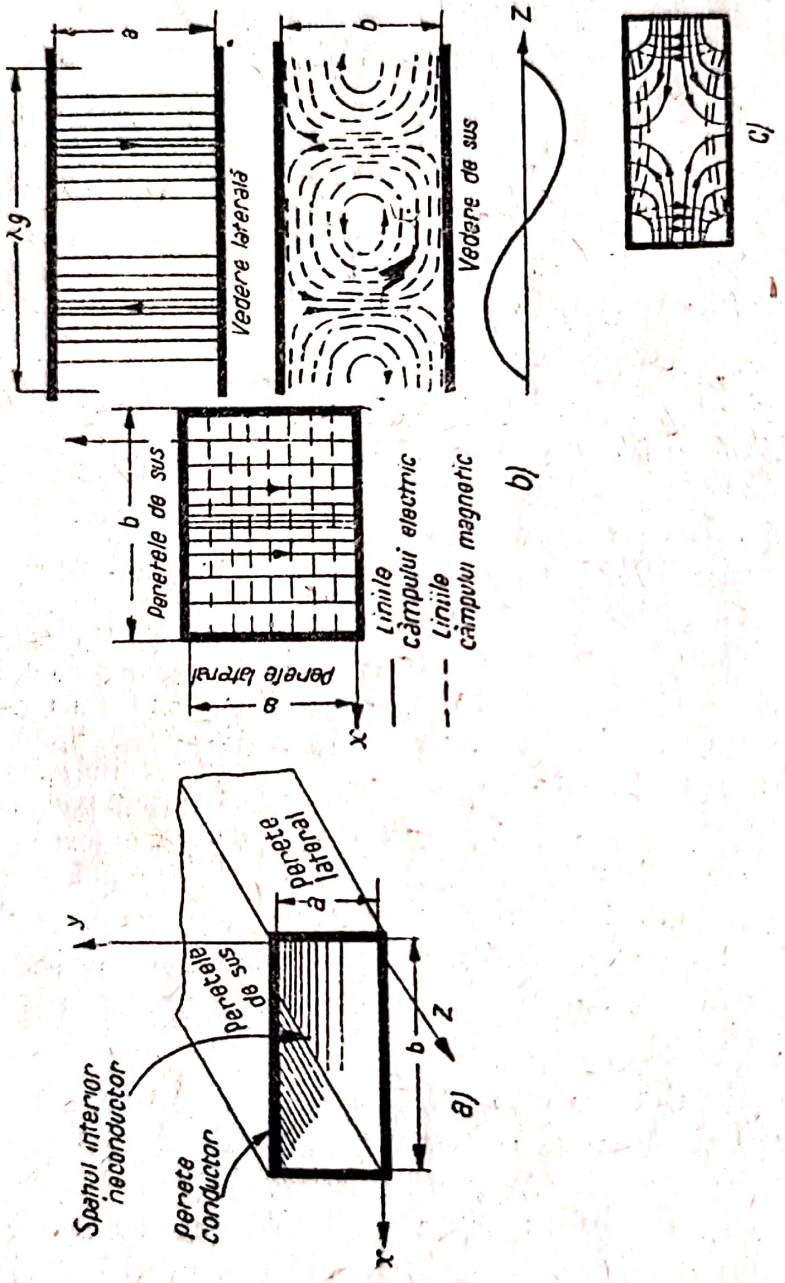


Fig. 73 — Nomenclatura câmpurilor.

a — figură care ilustrează notațiile adoptate pentru direcțiile axelor și dimensiunile unui ghid de unde dreptunghiular; *b* — configurația câmpurilor unei unde de tip $H_{1,0}$ ($TE_{1,0}$) într'un ghid de unde dreptunghiular; *c* — configurația câmpurilor unei unde de tip $H_{1,1}$ ($TE_{1,1}$) în planul transversal al unui ghid de unde dreptunghiular.

rânduri de bucle ale câmpului magnetic. Pentru notarea unor astfel de configurații ale câmpurilor, alături de primul indice se mai pune și un al doilea, care exprimă numărul de semiunde ce încap dealungul axei y, de exemplu $H_{1,1}$. In general, tipul de unde H sau (TE) poate fi de forma $H_{n,m}$, unde n și m sunt numere întregi. Fiecare din aceste tipuri de unde își are unda-

lui critică. Ca o ilustrare a configurațiilor câmpurilor obținute într'un ghid de unde sunt reprezentate în fig. 73 *b* și *c* câmpurile pentru undele $TE_{1,0}$ ($H_{1,0}$) și $TE_{1,1}$, ($H_{1,1}$).

Inafară de undele TE indicate mai sus, într'un ghid de unde mai sunt posibile și unde de alt tip, în care există un câmp electric longitudinal, adică un câmp electric care coincide cu direcția de propagare. Tabloul configurației unui astfel de câmp într'un ghid de unde dreptunghiular poate fi determinat cu ușurință prin aceeași metodă de suprapunere a două componente ale undelor de tip TEM, înclinate una față de alta. Pentru aceasta trebue schimbată numai polarizarea acestor unde, adică în planul desenului din fig. 68 *a* să fie cuprins câmpul electric *E* în locul câmpului magnetic *H*. Liniile pline din această figură reprezintă acum câmpul electric *E*, iar buclele indică sensul câmpului *H*, numai că sensul pe ele trebue să fie inversat. In tabloul rezultant din fig. 68 *c*, buclele indică acum liniile câmpului electric *E*, iar punctele (cu sensul inversat), câmpul magnetic *H*. Bineînțeles că în acest caz se obține o undă în care, dealungul direcției de propagare se află câmpul electric *E*, iar câmpul magnetic este îndreptat perpendicular pe direcția de propagare a undei, adică se obține un tip de *undă longitudinală E* (sau de undă transversală TM). Mai exact, o astfel de undă conține două câmpuri electrice perpendiculare între ele și în același timp perpendiculare pe câmpul transversal *H* (fig. 74). Câmpurile *E* și *H* oscilează în fază.

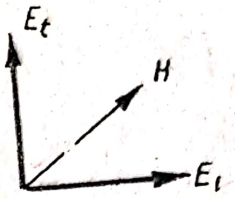


Fig. 74 — Undă longitudinală de tip E într'un ghid de unde dreptunghiular care conține două câmpuri electrice perpendiculare între ele și pe câmpul magnetic transversal *H*. Câmpurile E_t și *H* sunt sinfazate.

O parte din acest câmp poate fi deasemenea limitat prin două plane (sus și jos, fig. 75). După cum se vede din această figură, condiția de perpendicularitate a liniilor de forță electrice față de pereții superiori și inferiori este și în acest caz îndeplinită. Toate relațiile deduse pentru unda H sunt valabile și pentru unda E. Unda critică este $\lambda_{cr} = 2b$. Pentru a se include însă această undă într'un ghid de unde, așa cum s'a făcut în cazul undei TE, prin adăugare de pereți laterali, s'ar distruge câmpul existent, deoarece câmpul electric (buclele) ar fi paralel cu pereții (câmpul magnetic este perpendicular). Prin urmare, un astfel de câmp nu poate exista într'un ghid de unde. Unda cea mai simplă de tip E care poate exista într'un ghid de unde trebue să fie de forma $E_{1,1}$ ($TM_{1,1}$) (fig. 76). Fig. 76 *a* reprezintă secțiunea ghidului de unde prin axa sa și paralel cu o pereche de

Scanned with OKEN Scanner

pereți. După cum se vede, liniile de forță electrice ale semibu-
clelor sunt dispuse perpendicular pe acești pereți. In fig. 76 b
se arată o secțiune transversală a ghidului de unde în punctul
P (fig. 76 *b* unda se mișcă spre observator). Centrul secțiunii
este o sursă de linii de forță electrice, care diverg din mănunchiul
axial și se termină pe pereți. Liniile de forță magnetice formează bucle închise dispuse în secțiunea transversală. In punctul *Q* este aceeași imagine, însă câmpurile sunt îndreptate în sens invers.

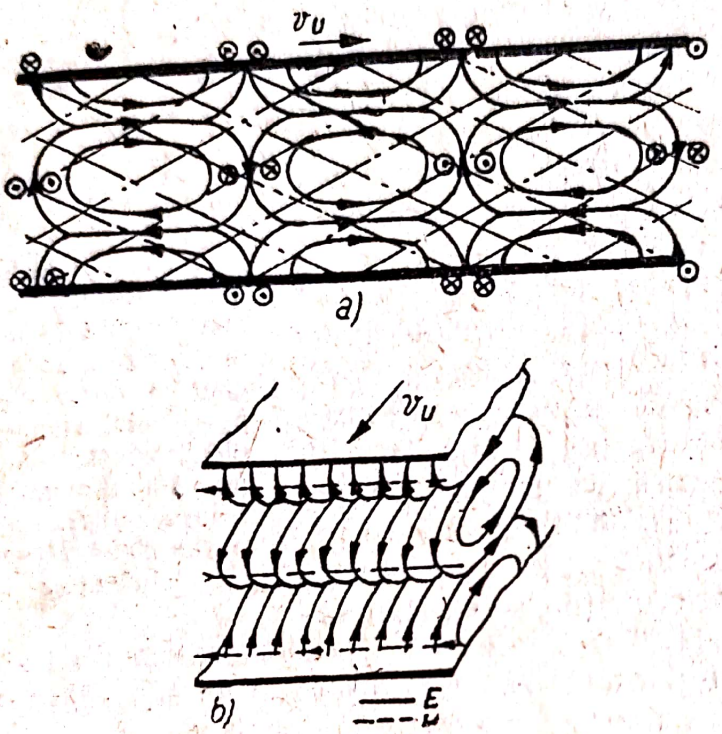


Fig. 75 — Modul de obținere a unui ghid de unde dreptunghiular cu o undă electromagnetică de tip E care se propagă prin ghid.

Undele de tip E pot fi deasemenea de diferite feluri și fiecare din ele se notează cu un indice corespunzător, așa cum s'a făcut în cazul undelor de tipul H. Fiecare din aceste feluri de unde își are lungimea sa de undă critică.

Folosirea în practică a undelor de tip TE (H) sau de tip TM (E) este determinată de diferite condiții. Un tip de undă poate să prezinte în anumite condiții, o atenuare mai mare decât celălalt. Se pot ivi situații în care, prin același ghid de unde, trebue să se transmită simultan două semnale diferite. In asemenea situație, unul din semnale se poate transmite cu o undă de tip E, iar celălalt pe o undă de tip H. Ele nu se interferează și pot fi separate la recepție prin dispozitive de recepție corespunzătoare. In ceeace privește forma oscilațiilor de diferite tipuri care se folosesc în practică, acestea sunt în prezent, în majoritatea cazurilor, tipurile fundamentale, denumite și tipuri *dominante*, $H_{1.0}$ și $E_{1.1}$. Folosirea undelor cu indici mari nu este convenabilă, deoarece pe frecvențele folosite în prezent, aceasta ar duce la secțiuni transversale mari ale ghidurilor de unde, din care cauză ele ar deveni incomode din punct de vedere practic.

Scanned with OKEN Scanner

Excitarea ghidurilor de unde. Fiecare tip de unde și fiecare fel de undă necesită pentru excitarea sa dispozitive speciale. Aceste dispozitive, destinate excitării diferitelor feluri de unde de același tip, sunt însă foarte asemănătoare și înțelegerea principiului lor de funcționare este destul de ușoară. Undele de tip H (TE) se caracterizează, după cum se știe,

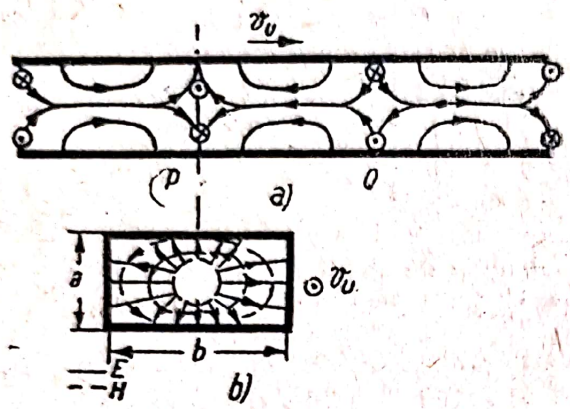


Fig. 76—Configurația câmpurilor la unda cea mai simplă de tip E (forma $E_{1,1}$), care se poate propaga într'un ghid de unde dreptunghiular.

a — vedere laterală; *b* — vedere din față.

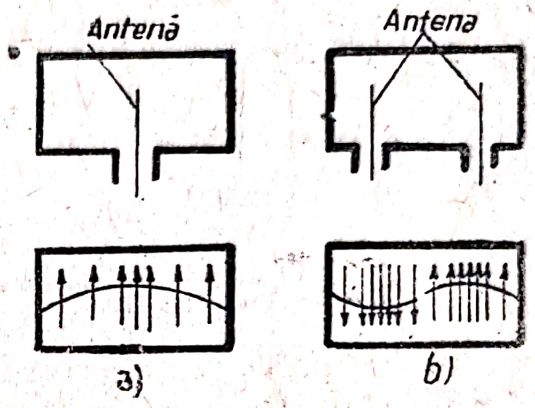


Fig. 77— Excitarea undelor de tip H (TE). In figurile de jos sunt indicate distribuția și legile de variație a câmpurilor electrice respective.

a — excitarea unei unde de forma $TE_{1,0}$; *b* — excitarea unei unde de forma $TE_{2,0}$.

prin prezența unui câmp electric transversal, adică ele sunt polarizate vertical. Prin urmare și pentru excitarea lor sunt necesare dispozitive care radiază unde polarizate vertical, adică antene dispuse paralel cu pereții laterali ai ghidurilor de unde. Deobicei, o astfel de antenă este formată dintr'o parte proeminentă a conductorului interior al unei linii coaxiale introdusă în cavitatea ghidului de unde. Două feluri de astfel de metode de excitare a undelor H (TE) sunt arătate în fig. 77.

Excitarea undelor de tip E (TM) se bazează pe faptul că antena care excită ghidul de unde radiază o undă polarizată orizontal; câmpul electric este, așadar îndreptat după axa ghidului de unde, ceeace este caracteristic pentru unda de tip E (TM). Schemele dispozitivului pentru excitarea a două feluri de unde de tip TM sunt reprezentate în fig. 78.

Pentru obținerea unei excitări mai intense a ghidului de unde lungimea antenei în ghidul de unde trebue să fie aleasă în mod corespunzător. Afară de aceasta, trebue să se aleagă și o distanță corespunzătoare a antenei dela capătul cel mai apropiat al ghidului de unde, care acționează ca un reflector. Alegerea potrivită a acestor mărimi asigură instalației un randament mare. Pentru recepția oscilațiilor transmise prin

Scanned with OKEN Scanner

ghidul de unde se folosesc antene similare care se conectează la receptor.

Ghiduri de unde cilindrice. S'a studiat mai sus ghidurile de unde dreptunghiulare, deoarece în acest caz se poate repre-

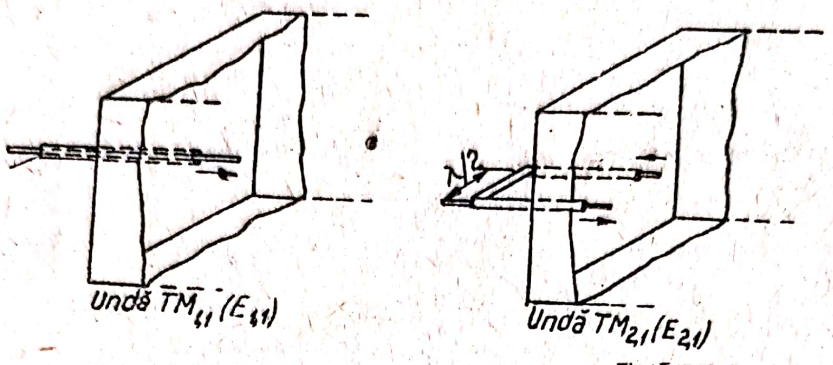


Fig. 78 — Excitarea unei unde de tip E (TM).
a — excitarea unei unde de forma $M_{1,1}$; *b* — excitarea unei unde de forma $TE_{2,0}$.

zenta mai sugestiv comportarea undelor electromagnetice într'un ghid de unde decât s'ar putea face în cazul ghidurilor de unde de alte forme. Printre alte forme de ghiduri de unde se folosesc cele de formă cilindrică, în care propagarea energiei electromagnetice este posibilă numai dacă diametrul ghidului nu este prea mic în raport cu lungimea undei. Şi în ghidurile de unde cilindrice este posibilă existenţa undelor de tip H şi E de diferite forme, însă notarea acestor forme diferă faţă de cazul ghidurilor dreptunghiulare. Direcţia de propagare a energiei coincide cu axa z a cilindrului, iar notaţia (indicii) diferitelor forme de unde se referă, în locul axelor x şi y din ghidurile de unde dreptunghiulare, la raza r şi unghiul Θ sau la perimetrul cilindrului (fig. 79). De exemplu, notaţia E_r şi E_Θ înseamnă respectiv : E_r — componenta câmpului electric în direcţia radială şi E_Θ — componenta câmpului electric în direcţia tangenţială (pe perimetrul cilindrului).

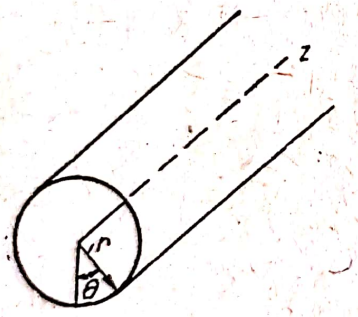


Fig. 79 — Notaţiile adoptate pentru undele electromagnetice, care se propagă în ghidurile de unde cilindrice.

In ghidurile de unde cilindrice se folosesc cel mai des undele $H_{0,1}$ şi $E_{0,1}$. Unda $H_{0,1}$ este o undă longitudinală magnetică, al cărei câmp magnetic se află numai în planul paralel cu direcţia de propagare (direcţia axei z); primul indice arată numărul de unde cuprins pe permetrul cilindrului. Distribuţia câmpurilor pentru acest caz este arătată în fig. 80 *a*. Unda $E_{0,1}$ este o undă cu câmpul electric longitudinal paralel cu axa

de propagare a undei (axa z). Propagarea câmpului unei astfel de unde este arătată în fig. 80 *b*. Metodele de excitare a undelor în ghidurile de unde cilindrice sunt analoage cu metodele de excitare a undelor în ghidurile de unde dreptunghiulare.

Lungimea de undă critică a unui ghid de unde cilindrice este proporțională cu raza ghidului de unde (de exemplu : pentru unda $E_{0,1}$ $\lambda_{cr} = 2{,}62\ r$, unde r este raza ghidului de unde exprimată în centimetri). De aici rezultă că pentru unde mai scurte sunt necesare tuburi mai înguste. Se pot transmite și unde cu lungimi mai mici decât cea critică, însă o astfel de transmisie nu este eficace, deoarece undele se atenuează foarte repede.

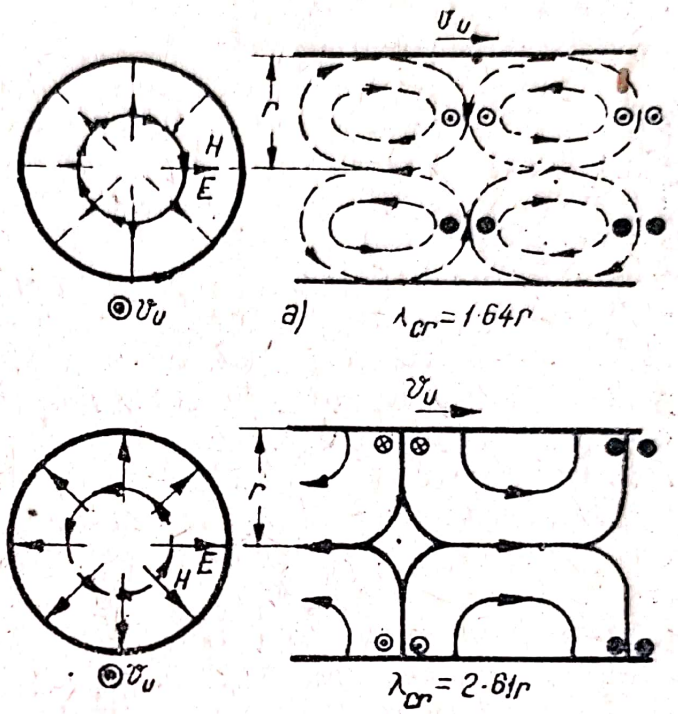


Fig. 80 — Configurația câmpurilor în ghidurile de unde cilindrice.
a — configurația câmpurilor undei de tip H (TE) și de forma $H_{0,1}$: *b* — configurația câmpurilor undei de tip E (TM) și de forma $E_{0,1}$.

Utilizarea ghidurilor de unde. S'a arătat la începutul acestui capitol că ghidurile de unde sunt destinate transmisiei de energie la frecvențe foarte înalte. Un ghid de unde este, în esență, o linie de transmisie adaptată pentru a transmite unde de frecvențe ultraînalte. Folosirea ghidurilor în acest scop se explică prin pierderile foarte mici, și printr'o atenuare mică a undei care este determinată numai de calitatea materialului din care se fac ghidurile de unde. Dacă materialul pereților ghidului de unde ar fi un conductor ideal, pierderile de energie în ghidul de unde ar fi nule. Este suficient, de exemplu, să se arginteze suprafața interioară a pereților ghidului de unde, pentru ca pierderile în el să scadă în comparație cu cele ale ghidurilor de unde din cupru pur.

O a doua aplicație importantă a ghidurilor de unde constă în folosirea lor ca filtre. Această utilizare se bazează în special pe proprietatea principală a ghidurilor de unde de a prezenta frecvențe critice : toate frecvențele inferioare frecvenței critice nu pot trece, în mod practic, prin ghidul de unde.

După cum la liniile de transmisie o porțiune a liniei poate fi folosită ca un circuit oscilant de foarte bună calitate și în cazul ghidurilor de unde, o porțiune a ghidului poate fi folosită ca un circuit oscilant de calitate și mai bună decât cea a unui circuit oscilant format dintr'o linie de transmisie. Aceste circuite oscilante obținute din ghiduri de unde se numesc *cavități rezonante* și care vor fi studiate mai amănunțit în capitolul următor.

Insfârșit, ghidul de unde poate fi folosit și ca o antenă dirijată. In cazul liniilor de transmisie, energia se propagă prin ele până când impedanța caracteristică a liniei suferă o variație. La locul de variație a impedanței se obține o reflecție și se formează o undă staționară. O linie în gol care lucrează pe frecvența de rezonanță se adaptează bine la spațiul liber datorită cărui fapt energia care ajunge la capătul liber al liniei este radiată în spațiu. Același fenomen se produce și în cazul unui ghid de unde. O parte din energia care se propagă prin ghidul de unde, ajungând la capătul liber al ghidului de unde, se reîntoarce, iar o altă parte pleacă în spațiul liber, adică este radiată. Pentru ca această radiație să fie cât mai eficace, impedanța ghidului de unde trebue să fie adaptată, la extremitatea sa, la impedanța spațiului liber. Aceasta se obține printr'o alegere corespunzătoare a dimensiunilor la ieșirea ghidului de unde, adică prin trecerea treptată a secțiunii ghidului dela dimensiuni mici la dimensiunile necesare orificiului de ieșire. Astfel se obține așa numita *pâlnie electromagnetică*; aceasta asigură o radiație dirijată a energiei la frecvențe ultraînalte.

Radiația ghidului de unde are un maxim dealungul axei sale și este îndreptată atât înainte cât și înapoi în apropierea frecvenței critice, datorită acțiunii curentului de sens invers care circulă pe suprafața exterioară. Radiația îndreptată înapoi poate fi explicată ca un rezultat al difracției în jurul orificiului de ieșire al ghidului de undé. Această radiație scade când frecvența se mărește, din care cauză radiația înainte crește. In general însă orificiul de ieșire al ghidului de unde poate fi considerat ca un „mic orificiu" radiant din care izvorăște lumină; putându-se calcula pentru el spectrul de difracție.

Dacă însă capătul ghidului de unde este prevăzut cu un ghid de unde suplimentar scurt, dar mai larg (de diametru mai mare), atunci diagrama de radiație este mai ascuțită. Cu cât orificiul de ieșire al ghidului de unde este mai mare, cu atât reflecția undei la ieșire este mai mică și cu atât transferul de energie este mai mare. In această privință mărimea orificiului de ieșire se manifestă în general prin aceleași proprietăți ca în cazul fenomenelor acustice.

Scanned with OKEN Scanner

Pâlnii electromagnetice. Creşterea treptată a dimensiunilor ghidului de unde duce la formarea pâlniilor electromagnetice. Acestea pot fi totuşi considerate şi ca nişte construcţii de sine stătătoare, care pot funcţiona independent fără a depinde de conectarea lor la ghidul de unde, în cazul când ele sunt excitate independent.

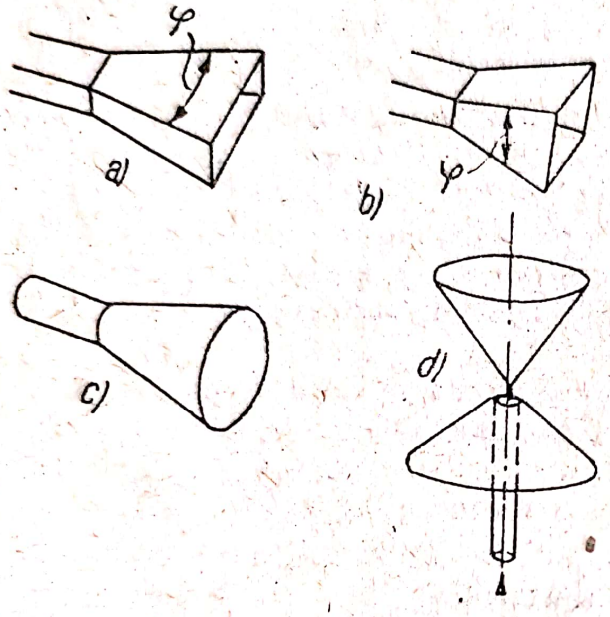


Fig. 81 — Diferite forme de pâlnii electromagnetice utilizate.

a — pâlnie cu secţiune dreptunghiulară, care dă un fascicol îngust în planul de lărgire al pâlniei; *b* — pâlnie cu secţiune dreptunghiulară pentru obţinerea unui fascicol îngust în ambele plane; *c* — pâlnie conică; *d* — pâlnie biconică.

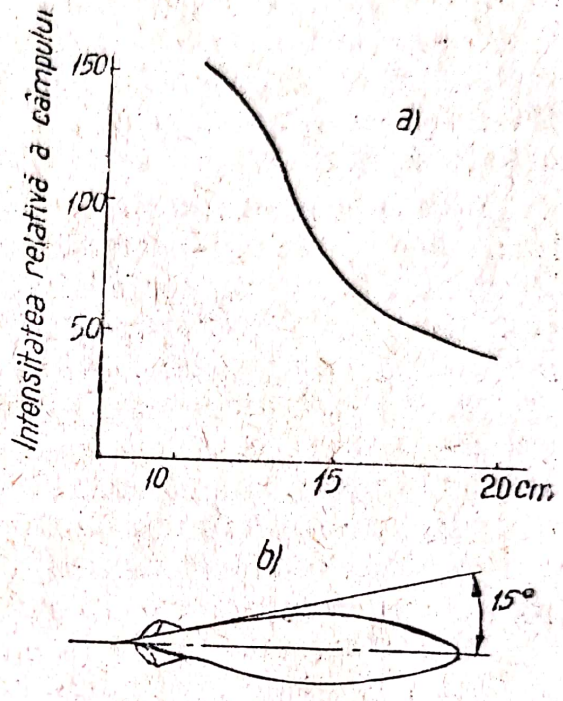


Fig. 82 — Caracteristica unei pâlnii conice.

a — intensitatea câmpului în funcţie de lungimea de undă transmisă; *b* — diagrama aproximativă a câmpului electric.

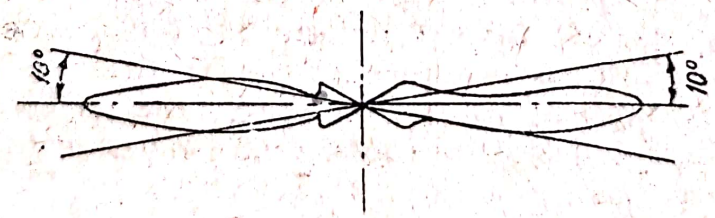


Fig. 83 — Diagrama de radiaţie a unei pâlnii biconice în plan vertical.

Pâlniile electromagnetice se caracterizează prin următoarele proprietăţi: Pâlniile la care dimensiunile, exprimate prin lungimea undei de lucru, sunt aceleaşi, prezintă proprietăţi identice. Cu alte cuvinte, proprietăţile pâlniilor depind numai de variaţia dimensiunilor lor relative. Ele dau diagrame de radiaţie, foarte ascuţite, care nu au loburi laterale. Insfârşit,

Scanned with OKEN Scanner

ele își mențin o funcționare bună într'o gamă largă de frecvențe, funcționare care variază foarte lin cu frecvența.

Forma pâlniilor utilizate este arătate în fig. 81 *a*, *b*, *c*, *d*. Fig. 81 *a* reprezintă o pâlnie cu orificiu dreptunghiular. Prin potrivirea unghiului de deschidere φ se obține adaptarea ghidului de unde la spațiul liber. Diagrama cea mai bună se obține pentru condițiile $40^\circ < \varphi < 60^\circ$. In acest caz, radiația inversă nu există aproape deloc. Diagrama rezultată este însă nesimetrică; ea este îngustă în planul în care pâlnia se lărgește și este lată în planul în care dimensiunile pâlniei sunt constante.

Se poate obține la nevoe o diagramă îngustă de radiație în ambele plane. Pentru aceasta, pâlnia trebue să se lărgească în ambele plane (fig. 81 *b*). Pentru lungimea de undă $\lambda = 10$ cm și în cazul în care unghiul de deschidere al pâlniei este 50^0, iar unghiul diagramei 2Θ (care cuprinde întregul fascicol) este de 5^0 orificiul optim de ieșire al pâlniei este de aproximativ 2,5 m^2.

Trebue să menționăm că lărgirea după o linie curbă, care duce la o creștere mai rapidă a dimensiunilor decât dacă lărgirea se face după o linie dreaptă, îmbunătățește oarecum funcționarea pâlniei în ceeace privește directivitatea diagramei.

In fig. 82 este arătată o diagramă de radiație a unei pâlnii conice pentru diferite lungimi de undă.

O proprietate remarcabilă a pâlniilor electromagnetice este lipsa oricărei influențe reciproce în cazul în care ele sunt așezate aproape una de alta sau chiar dacă vin în atingere. Directivitatea unei pâlnii cu suprafața orificiului de ieșire egală cu S, este aceeași cu cea a unui sistem de pâlnii care are o aceeași suprafață totală ΣS a orificiului de ieșire. Diferitele raze care ies din fiecare pâlnie se interferează desigur între ele. Este evident că variind faza de radiație a fiecărei pâlnii se poate varia foarte ușor și foarte pronunțat forma diagramei de directivitate și aceasta ca urmare a faptului că pâlniile electromagnetice nu se influențează între ele.

Insfârșit, pâlnia biconică, reprezentată în fig. 81 *d*, dă în planul vertical un fascicol îngust dispus în planul orizontal după un cerc. Ea este folosită în radiodifuziune.

Diagrama ei de radiație în planul vertical este arătată în fig. 83.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL VI

CAVITĂŢI REZONANTE

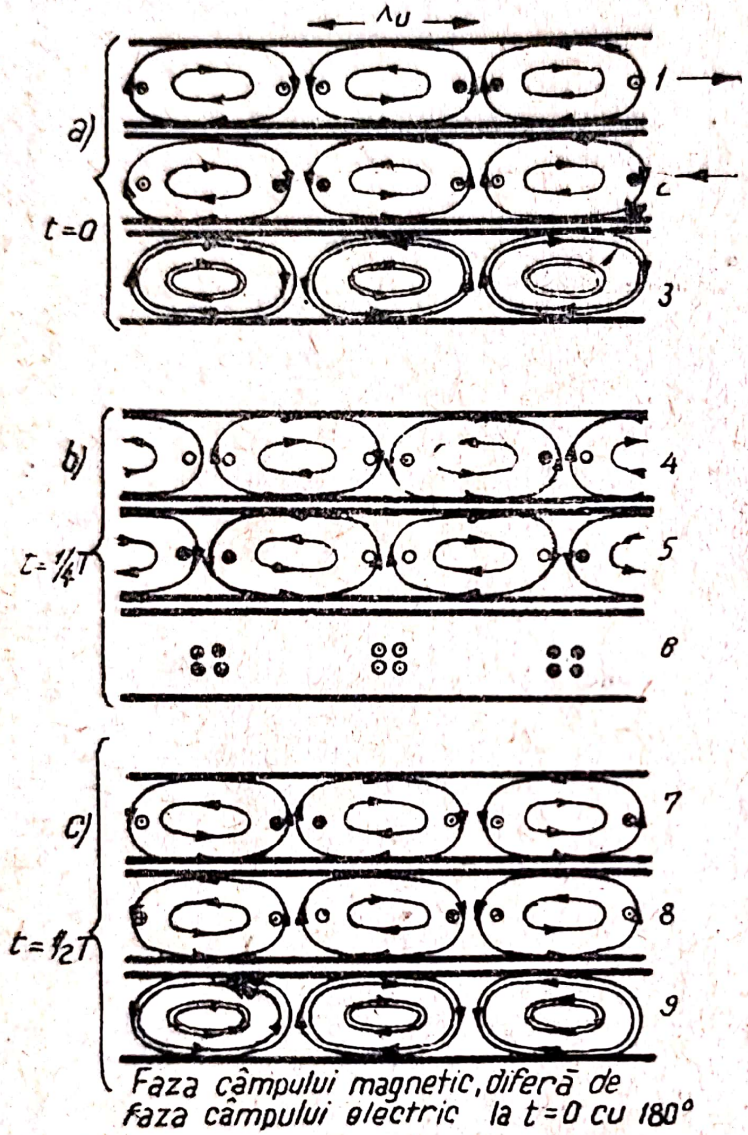
S'a văzut că necesitatea de a obţine oscilaţii de frecvenţe ultraînalte stabile şi de putere relativ mare duce treptat dela sistemele oscilante cu constante concentrate (capacităţi şi bobine) la linii de transmisie şi ghiduri de unde. Dacă însă ghidurile de unde rezolvă problema transmisiei de energie pe frecvenţe ultraînalte dela un circuit la altul, liniile de transmisie nu rezolvă problema obţinerii unor circuite oscilante satisfăcătoare în cazul acestor frecvenţe.

Intr'adevăr, dacă de exemplu $\lambda = 10$ cm lungimea unei linii scurtcircuitată la capăt, aceasta folosită ca circuit oscilant trebue să fie, după cum se ştie de $1/4\ \lambda$, adică de 2,5 cm. Realizarea practică a unei astfel de linii este dificilă. Afară de aceasta orice linie de transmisie radiază energie, care este cu atât mai mare, cu cât frecvenţa oscilaţiilor este mai înaltă, adică cu cât lungimea de undă este mai scurtă (pentru o linie de lungime constantă). Radiaţia energiei duce la o creştere a pierderilor în linie, adică la o micşorare a factorului ei de calitate, şi prin urmare, la o micşorare a puterii, a stabilităţii oscilaţiilor, etc. Se revine din nou la situaţia care există în cazul circuitelor oscilante cu constante concentrate. Această dificultate se înlătură prin folosirea unor circuite oscilante sub formă de cavităţi rezonante despre care s'a amintit pe scurt mai sus.

Se ştie că dacă două unde având aceeaşi lungime de undă se propagă una spre alta, în urma compunerii lor se obţine o undă staţionară (pag. 56). Să considerăm un ghid de unde dreptunghiular, în care se propagă, în direcţii opuse, două unde de tip $H_{1,0}$ cu câmpuri de intensităţi egale şi având aceeaşi lungime de undă λ_u. După cum s'a văzut la studiul ghidurilor de unde, câmpul magnetic formează bucle închise de un sens sau altul, având câmpul electric perpendicular pe el (sensul lui este indicat prin cerculeţe cu puncte sau cu cruciuliţe). Poziţia acestor unde individuale la trei momente diferite este indicată în primele două diagrame din fig. 84 *a*, *b*, *c*. Diagrama a treia din această figură reprezintă câmpul rezultant obţinut prin compunerea câmpurilor undelor din fiecare caz. Timpul iniţial $t = 0$ corespunde momentului când buclele magnetice ale celor două configuraţii de câmpuri care se deplasează în sens opus coincid, astfel că în acest moment, în unda rezultantă obţinută, intensitatea câmpului magnetic este maximă în toate punctele, după cum se vede în diagrama a treia, fig. 84 *a*. Din primele

Scanned with OKEN Scanner

două diagrame din fig. 84 *a*, se vede însă că în momentul în care câmpurile magnetice ale undelor componente au același sens, adică atunci când câmpul magnetic al undei rezultante este maxim, câmpurile electrice ale acestor unde sunt îndreptate în sens opus și prin urmare se compensează, din care cauză în



1. Unda de forma $H_{1,0}$ care se propagă în ghidul de unde spre dreapta.

2. Unda de forma $H_{1,0}$ care se propagă în ghidul de unde spre stânga.

3. Unda staționară rezultantă. Câmpurile magnetice se adună, câmpurile electrice se compensează. Câmpul magnetic rezultant se intensifică, câmpul electric rezultant se anulează.

4. Diagrama din *a* (sus), deplasată spre dreapta cu 1/4 λ_u.

5. Diagrama din *a* (mijloc), deplasată spre stânga cu 1/4 λ_u.

6. Unda staționară rezultantă. Câmpurile magnetice se compensează, câmpurile electrice se adună.

7. Diagrama din *a* (sus), deplasată spre dreapta cu 1/2 λ_u.

8. Diagrama din *a* (mijloc), deplasată spre stânga cu 1/2 λ_u.

9. Unda staționară rezultantă. Câmpurile magnetice se adună, câmpurile electrice se compensează.

Fig. 84 — Formarea undelor staționare într'un ghid de unde. Buclele reprezintă liniile de forță magnetice. Cercuțele cu punct indică liniile de forță electrice îndreptate spre observator dinspre planul desenului. Cercuțul cu cruciuliță indică liniile de forță electrice îndreptate dela observator spre planul desenului.

diagrama a treia din fig. 84 *a* lipsesc cercuțele care să indice direcția câmpului electric. Astfel, în acest moment unda staționară conține numai un câmp magnetic.

In fig. 84 *b* este arătată situația în ghidul de unde în momentul $t = 1/4\ T$ (în care T este perioada oscilațiilor), adică cu un sfert de perioadă mai târziu. In timpul $t = 1/4\ T$, dia-

Scanned with OKEN Scanner

gramele câmpurilor undelor componente se deplasează cu un sfert de lungime de undă, respectiv spre dreapta și spre stânga, după cum se poate observa după deplasarea a două bucle care diferă prin sens. Dacă aceste diagrame se suprapun, se poate vedea destul de ușor cum câmpurile magnetice se compensează în acest moment, însă câmpurile electrice se adună și dau o o valoare maximă (diagrama a treia din fig. 84 *b*). Astfel, în momentul $t = 1/4\ T$, unda staționară conține numai un câmp electric. In mod analog se poate vedea din fig. 84 *c* că momentul $t = 1/2\ T$, câmpul electric dispare din nou, iar câmpul undei staționare devine în întregime magnetic, dar de sens invers aceluia pe care l-a avut în momentul $t = 0$. In același fel se poate vedea ușor că în momentul $t = 3/4\ T$, câmpul rezultant este din nou în întregime electric dar de sens invers aceluia pe care l-a avut în momentul $t = 1/4\ T$. In momentul $t = T$, câmpul rezultant are configurația câmpului din fig. 84*a*, $t = 0$. In momentele intermediare ale perioadei există atât câmpul magnetic cât și cel electric. Afară de aceasta, buclele magnetice și liniile de forță electrice, deși în aceste momente intermediare nu au valorile lor maxime, ele se mențin însă în aceleași locuri, fără să se deplaseze nici la dreapta nici la stânga, lucru care se întâmplă la undele componente $H_{1,0}$ aflate în mișcare. Prin urmare se obține o undă staționară normală, identică cu aceea care s'a obținut în cazul liniilor de transmisie, cu singura deosebire că în acest caz nu se obțin antinoduri și noduri de curenți și de tensiuni, ca în linii, ci antinoduri de intensități ale câmpurilor magnetic și electric (desigur însă că în pereții ghidurilor de unde există curenți și acumulări de sarcini, care corespund câmpurilor electrice).

Iată acum proprietățile caracteristice ale undei staționare a câmpului electromagnetic :

1. Configurația câmpurilor magnetic și electric este aceeași ca a undelor componente.

2. In undele care se propagă, configurațiile câmpurilor se deplasează dealungul axei ghidului de unde cu o viteză v_u, însă intensitățile acestor câmpuri rămân constante. Intr'o undă staționară, configurația câmpului rezultant nu se deplasează, însă intensitățile câmpurilor își schimbă armonic valorile lor între valorile maxime pozitive și negative, adică se produc oscilații ale câmpurilor.

3. In undele componente progresive, componentele transversale maxime ale câmpurilor electric și magnetic coincid (în apropierea capetelor buclelor maxime); în schimb, într'o undă staționară a câmpului electromagnetic, locurile valorilor

Scanned with OKEN Scanner

maxime ale câmpurilor componente magnetic și electric sunt decalate unul față de altul cu 1/4 T (câmpul electric se compensează în jurul centrului buclei magnetice).

4. Câmpurile electric și magnetic rezultante oscilează în limitele fiecărei jumătăți de lungime de undă λ_u în cuadratură, adică sunt defazate cu 90° unul față de altul. In fiecare semiundă $\lambda_u/2$, energia câmpului trece la fiecare sfert de perioadă din energie magnetică în energie electrică și invers, adică într'un ghid de unde cu o undă staționară se produc oscilații electromagnetice ca într'un circuit oscilant obișnuit.

Cavitate rezonantă. Intr'un ghid de unde se poate obține, așadar, un câmp electromagnetic staționar. Se pune problema dacă acest câmp își poate menține existența într'un spațiu limitat din toate părțile de pereți conductori. Se știe că pentru ca un câmp electromagnetic să poată exista într'un spațiu închis, trebue să fie îndeplinite următoarele condiții : câmpul magnetic nu trebue să fie nicăieri perpendicular pe suprafața care limitează spațiul, adică el poate să fie numai tangent în unele locuri și să lipsească complect în altele. Câmpul electric, dimpotrivă, nu poate să fie tangent la suprafața care-l limitează ; el poate să fie perpendicular pe ea în unele locuri și să lipsească în alte locuri. In fig. 84, nu este greu de văzut că aceste condiții pentru unda staționară a câmpului electromagnetic pot fi îndeplinite, dacă în ghidul de unde dreptunghiular pereții conductori frontali care îl închid se dispun la o distanță $d = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ unul de altul, unde n este un număr întreg oarecare. In acest caz, pereții care închid ghidul de unde sunt numai tangenți la bucle, dar nu le intersectează, ceeace înseamnă că este satisfăcută condiția necesară de existență, într'un spațiu închis de pereți conductori, a unei unde electromagnetice staționare, și se obține o așanumită *cavitate rezonantă*, care intră în rezonanță numai pentru o anumită frecvență de oscilație. Distribuția câmpului în cazul $n = 2$, adică în cazul unui ghid de unde închis, cu o lungime egală cu două jumătăți de lungime de undă, este arătată în fig. 85. Fig. 85 *a* arată câmpul în momentul $t = 0$, când el este numai magnetic, iar fig. 85 *b* ilustrează câmpul în momentul $t = 1/4\ T$, când el este numai electric.

S'a studiat o cavitate rezonantă obișnuită într'un ghid de unde dreptunghiular, în care două unde de amplitudine și lungime λ_u egale, de tip $H_{1,0}$ se propagă în direcții opuse. Este lesne de înțeles că dacă se face un raționament analog, se poate ușor vedea că se pot obține oscilații cu unde de orice tip și orice formă într'un volum închis de orice formă, în cavități rezonante,

respectând numai condițiile necesare pentru existența în acest volum a unui câmp electromagnetic staționar. Se vor examina mai jos unele forme uzuale de cavități rezonante.

Factorul de calitate al cavităților rezonante. S'a arătat mai sus că factorul de calitate al oricărui circuit se determină prin raportul dintre energia acumulată în circuit și energia disipată de el. Intr'o cavitate rezonantă, energia se acumulează, după cum s'a văzut, în volumul ei. Pierderile de energie se pot produce numai în învelișul cavității rezonante, adică în pereții ei. Oscilațiile continue de energie în cavitatea rezonantă produc pierderi în înveliș, deoarece pereții cavității rezonante nu sunt conductori ideali. Deaceea, este firesc ca în cazul când celelalte condiții se mențin neschimbate, factorul de calitate al unei cavități rezonante să fie proporțional cu raportul:

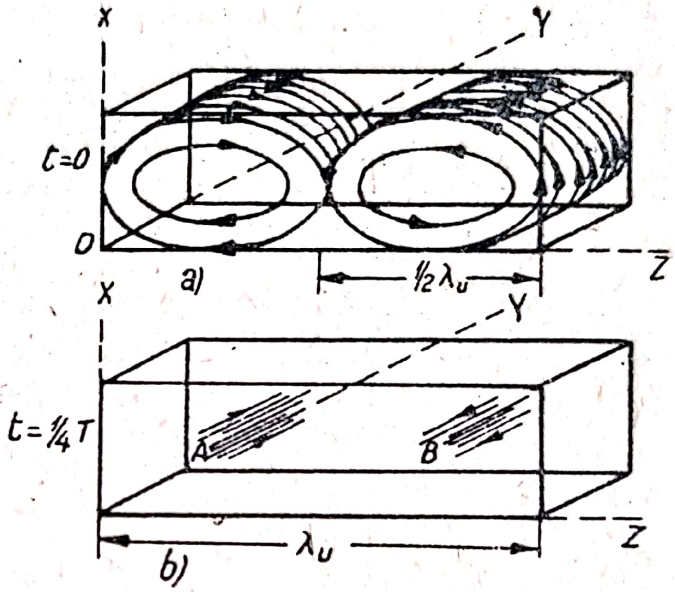


Fig. 85 — Configurația unui câmp electromagnetic staționar de forma $H_{1,0}$ într'o cavitate rezonantă dreptunghiulară având lungimea egală cu două semiunde (câmp de forma $H_{1,0,2}$).
a — configurația câmpului în momentul $t = 0$; *b* — configurația câmpului în momentul $t = 1/4$ T.

$$\frac{\text{volumul cavității rezonante}}{\text{aria suprafeței cavității rezonante}}.$$

Cu cât acest raport este mai mare, cu atât factorul de calitate al cavității rezonante este mai bun. La tipurile moderne de cavități rezonante, factorul de calitate atinge valori enorme. De exemplu, o cavitate rezonantă de forma unui cub de cupru cu laturile de 5 cm pentru $\lambda_u = 14{,}1$ cm are un Q de aproximativ 23 000. Pentru un astfel de Q, impedanța echivalentă a unei asemenea cavități rezonante este neobișnuit de mare, de ordinul $8{,}1 \cdot 10^6$ ohmi. La cavitățile rezonante de tipul condensatorului concentrat (fig. 86), ale cărui margini sunt conectate la o inductanță toroidală goală în interior, factorul de calitate este și mai mare. Factorul de calitate Q al acestei

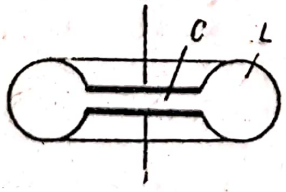


Fig. 86 — Cavitate rezonantă de tipul capacității și inductanței concentrate (tipul de cavitate rezonantă toroidală).

cavități rezonante atinge valoarea de 60 000, adică oscilațiile proprii care încep să se producă în ea se sting numai după ce s'au produs 100 000 oscilații. Aceste proprietăți ale cavităților rezonante asigură condițiile pentru obținerea oscilațiilor de mare putere și stabilitate, pe unde centimetrice, ceeace nu s'a putut obține nu numai cu ajutorul circuitelor oscilante obișnuite, dar nici măcar cu liniile de transmisie.

Excitarea cavităților rezonante și extragerea energiei din ele. Se pune, desigur, întrebarea : dacă o cavitate rezonantă este un spațiu închis, prin ce mijloace se introduce și se scoate din el energia?

Se va studia cavitatea rezonantă din fig. 87, care diferă de cea studiată anterior prin aceea că în peretele din spate și din față se află niște mici orificii, anume făcute pentru ca să se poată trece prin cavitatea rezonantă pachete de electroni. Când pachetul de electroni se apropie de peretele *1*, electronii din acest perete se deplasează în partea opusă, datorită fluxului de electroni care se apropie de el. Când acest pachet de electroni trece prin orificiul făcut în peretele cavității rezonante, el induce în peretele *2* o sarcină pozitivă, iar când pachetul de electroni părăsește cavitatea rezonantă prin orificiul din peretele *2*, sarcina pozitivă indusă revine în poziția ei inițială de echilibru. Astfel se obține un impuls într'un sens, când pachetul de electroni trece prin cavitatea rezonantă, și un impuls de sens invers, când sarcina indusă se reîntoarce în poziția inițială. Fenomenul se petrece în mod analog cu oscilațiile unui pendul, când forța care îl respinge încetează să acționeze și pendulul se reîntoarce în poziția inițială de echilibru. In ambele cazuri se obțin oscilații. Dacă pachetele de electroni care produc oscilațiile trec prin cavitatea rezonantă cu o frecvență corespunzătoare frecvenței de rezonanță a oscilațiilor cavității rezonante, apar aceste oscilații stabile de sarcini, ca în circuitele oscilante obișnuite.

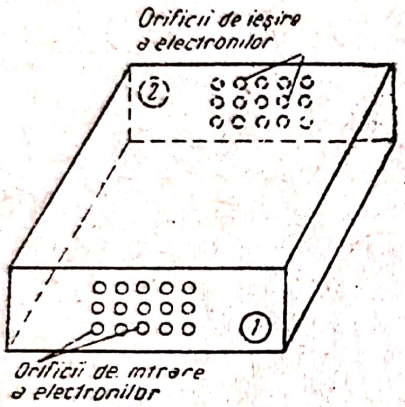


Fig. 87 — Introducerea și extragerea energiei dintr'o cavitate rezonantă.

In ceeace privește extragerea energiei din cavitatea rezonantă, metodele folosite pentru aceasta sunt analoage cu cele folosite în cazul frecvențelor joase. Cuplajul capacitiv pentru extragerea energiei din cavitatea rezonantă se face cu ajutorul

Scanned with OKEN Scanner

unei sonde (cap de probă), reprezentând de exemplu o ieşitură mică a conductorului interior al cablului concentric care intră în cavitatea rezonantă (fig. 88). Oscilaţiile câmpului electric din interiorul cavităţii rezonante induc în sondă o forţă electromotoare, care va transmite energia câmpului prin cablu la ghidul de unde respectiv sau la o antenă legată la celălalt capăt al cablului. S'a arătat mai sus o astfel de metodă de a transmite energia între dispozitivul de captare şi grilele de modulaţie

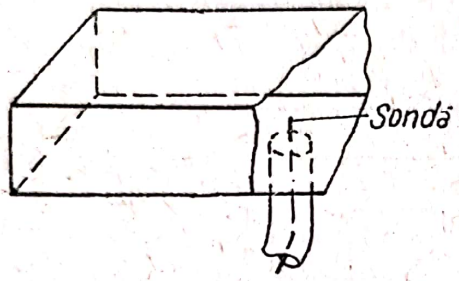


Fig. 88 — Folosirea unei sonde pentru extragerea energiei dintr'o cavitate rezonantă (cuplaj capacitiv).

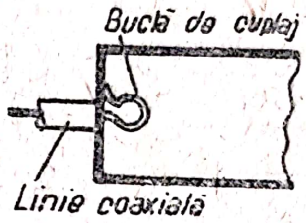


Fig. 89 — Folosirea unei bucle (spiră de cuplaj) pentru extragerea energiei dintr'o cavitate rezonantă (cuplaj magnetic).

într'un clistron. Pentru a varia cuplajul sondei cu câmpul electric într'o cavitate rezonantă, dealungul cavităţii rezonante se poate face o fantă îngustă pe care să se deplaseze sonda, fixând-o în punctele în care câmpul electric al cavităţii rezonante prezintă o intensitate maximă şi reglând prin aceasta energia extrasă din cavitatea rezonantă.

O altă metodă de a extrage energia dintr'o cavitate rezonantă foloseşte cuplajul magnetic, care este analog cuplajului magnetic între bobinele obişnuite. Pentru realizarea unui astfel de cuplaj se utilizează o spiră în formă de buclă, care se aşează în aşa fel ca planul ei să intersecteze câmpul magnetic al cavităţii rezonante. Deplasând această buclă pe cavitatea rezonantă, se poate regla cuplajul cu câmpul magnetic, reglându-se prin aceasta extragerea energiei din cavitatea rezonantă. O imagine a unui astfel de dispozitiv este arătată în fig. 89.

Teoria funcţionării cavităţilor rezonante a fost elaborată pentru prima dată de savantul sovietic P. S. Neuman.

Oscilatori cu clistroane şi magnetroni. S'a arătat mai sus că forma cavităţilor rezonante poate fi oarecare. Orice tip de construcţie a cavităţilor rezonante este determinat de problemele pe care cavitatea rezonantă trebue să le rezolve. Ca exemple de tipuri de construcţie mult întrebuinţate, se pot indica două forme de cavităţi rezonante, din care una se foloseşte la oscilatorii cu clistroane, iar cealaltă, la oscilatorii cu magnetroane.

Schema de principiu a unui oscilator cu clistron studiată în capitolul IV ia, în mod practic, forma arătată în fig. 90.

Secțiunile centrale ale cavității rezonante (*1* și *2*) sunt, după cum se vede din desen, mult îngustate, ceeace asigură o durată scurtă de trecere a electronilor între grilele $G_2 - G_3$ și $G_4 - G_5$. Această construcție a cavităților rezonante modifică numai frecvența de rezonanță fără a introduce în fond niciun fel de schimbare în funcționarea cavității rezonante, dar în același timp, ea asigură condițiile necesare de lucru ale oscilatorului cu clistron. Dar o astfel de schemă a oscilatorului cu

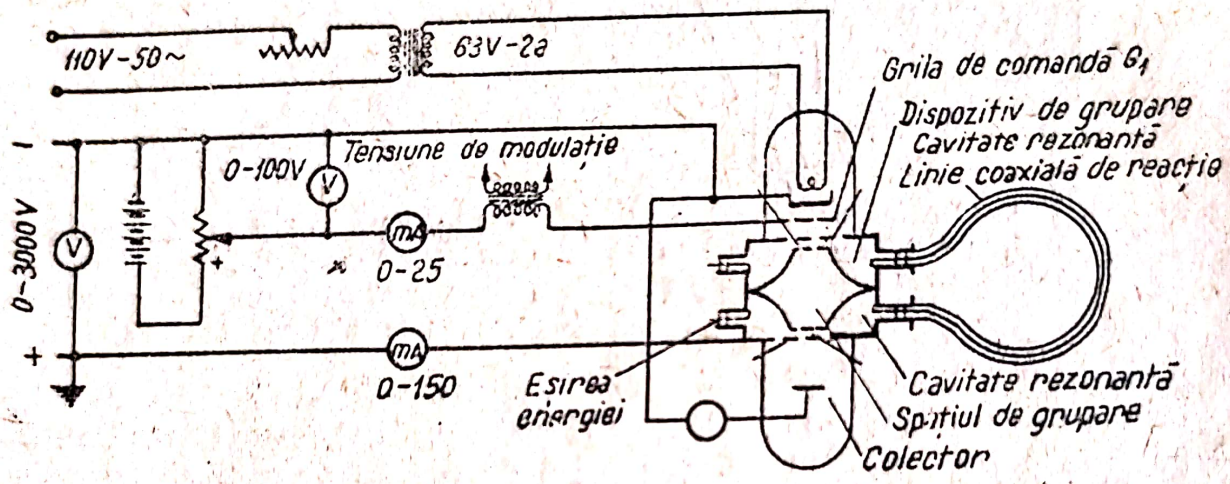


Fig. 90 — Schemă practică de oscilator cu clistron.

clistron nu este complect satisfăcătoare din punctul de vedere al stabilității frecvenței. Pentru ca frecvența să fie stabilă se cere ca ambele cavități rezonante, cea de modulație și cea de captare, să fie totdeauna acordate pe aceeași frecvență. Această condiție este însă des nerespectată în funcționarea clistronului, datorită, de exemplu, încălzirii neuniforme a părților ambelor cavități rezonante și prin urmare datorită variației inegale a volumelor acestora. Deaceea, fizicianul rus Covalenco a propus o schemă mai rațională de oscilator cu clistron, care folosește aceeași cavitate rezonantă atât pentru modulație cât și pentru captare (fig. 91).

Principiul de funcționare al unui astfel de clistron constă în următoarele: Electronii se modulează în viteză ca deobicei între grilele $G_2 - G_3$ și apoi se îndreaptă spre anod. Deoarece însă acesta are un potențial negativ față de catod, electronii sunt frânați de el și se reflectă înapoi la grilele $G_2 - G_3$, adică în cavitatea rezonantă. Dacă condițiile de mișcare în sens invers a electronilor se aleg astfel ca ei să treacă prin cavitatea rezonantă, atunci când în ea este prezent câmpul de frânare, ei

cedează energia lor cavității rezonante. Energia pe care electronii o cedează cavității rezonante, poate fi mai mare decât cea cheltuită pentru modulație, deoarece electronii se înapoiază în cavitatea rezonantă, grupați în pachete, adică modulați în densitate. Impulsurile amplificate care acționează asupra cavității rezonante produc oscilații corespunzătoare în clistron. Într'o astfel de schemă nu poate fi nicio deosebire între cavitățile de captare și cele de modulație.

După principiul său de funcționare, acest clistron a căpătat denumirea de clistron de reflecție.

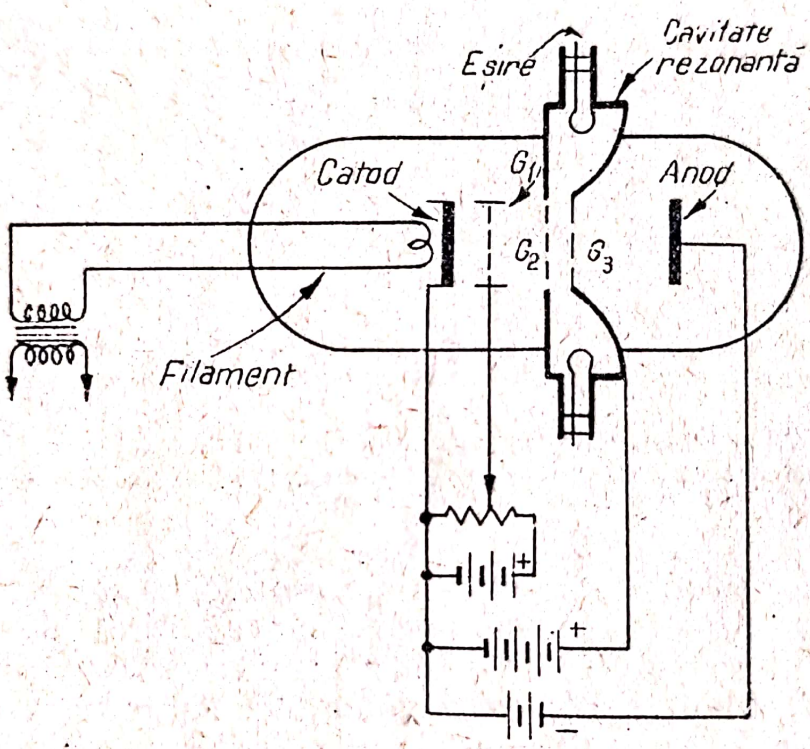


Fig. 91 — Schema unui clistron de reflecție.

S'a arătat la studiul magnetronului că pentru a se mări puterea oscilațiilor unui magnetron, anodul acestuia trebue divizat într'o serie de sectoare, între care trebue să fie conectate circuitele oscilante corespunzătoare. Pentru îndeplinirea aceleași funcții ca circuitele oscilante se pot folosi și cavitățile rezonante, al căror număr în magnetronul respectiv trebue să fie totdeauna par. Un tip de construcție modernă a unui oscilator cu magnetron, propus pentru prima dată de D. E. Malearov și N. F. Alexeev, este arătat în fig. 92. El este format dintr'un bloc de cupru, în care sunt făcute orificii cilindrice care servesc drept cavități rezonante. Aceste cavități rezonante au fante, datorită cărora ele se excită, în felul în care s'a arătat în capitolul IV. Catodul se află în centrul corpului magne-

tronului. Spre feţele frontale, magnetronul se termină cu nişte capace de cupru, iar dintr'una din cavităţile rezonante se culege energie cu ajutorul unei bucle *P*. La prima vedere, o astfel de construcţie a blocului anodic ar părea stranie, şi anume se pune întrebarea de ce nu se produce aici un scurt-circuit între diferitele cavităţi rezonante, dat fiind că ele sunt făcute dintr'o singură bucată de cupru. Aceasta se explică prin faptul că, după cum se ştie, la frecvenţe ultraînalte, curentul se concentrează numai pe suprafaţa conductorului şi anume cu atât mai aproape de suprafaţă, cu cât frecvenţa este mai mare.

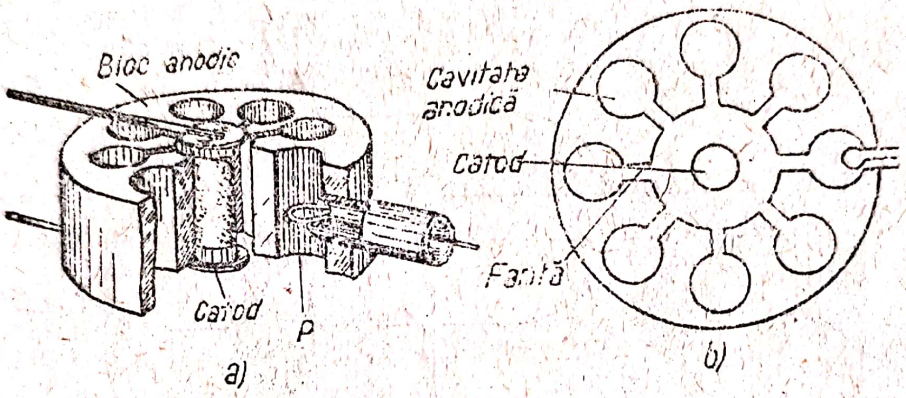


Fig. 92 — Construcţia magnetronilor moderni de mare putere.
a — vedere generală a blocului anodic al magnetronului; *b* — secţiune transversală perpendiculară pe axa catodului.

Prin urmare, circuitele oscilante ale cavităţilor rezonante din blocul magnetronului se prezintă ca şi cum ar fi alcătuite dintr'o peliculă subţire conductoare de cupru [1]) pe suprafaţa interioară a orificiului cilindric, iar restul volumului de cupru constitue practic un izolator la frecvenţele ultraînalte. Totodată, masivitatea blocului anodic face posibilă disiparea în el a unor puteri mari şi o răcire a lui cu apă, ceeace permite să se furnizeze magnetronului puteri mari în curent continuu şi să se obţină prin urmare puteri mari la frecvenţe ultraînalte.

Cu aceasta se termină scurta introducere în tehnica frecvenţelor ultraînalte, urmând ca, în ceeace priveşte însăşi tehnica frecvenţelor ultraînalte, cititorul să se informeze din alte cărţi consacrate acestei probleme.

---

[1]) Aceste pelicule conductoare joacă rolul spirelor (având o anumită inductanţă) care formează circuitele oscilante cu capacitatea formată de capacităţile fantelor din bloc.

MIŞCAREA ONDULATORIE

1. In natură orice mediu poate să admită o mişcare ondulatorie.

2. O deformaţie temporară sau continuă a mediului care variază dela o valoare pozitivă până la o valoare negativă, adică o oscilaţie a mediului produsă într'un loc oarecare se propagă sub formă de unde în toate celelalte puncte ale mediului cu o viteză anumită.

3. Mărimea cea mai importantă a oricărei oscilaţii este perioada T, adică timpul necesar pentru efectuarea unui ciclu complect al oscilaţiei. Cu ajutorul perioadei T se determină numărul ciclurilor, respectiv numărul perioadelor pe secundă, f, (frecvenţa) în hertzi : $f = 1/T$ şi pulsaţia $\omega = 2\pi f$.

Lungimea de undă λ este drumul parcurs în timpul T.

$$\lambda = vT$$

4. Perioada T a oricărui sistem oscilant, depinde de elasticitatea mediului şi de masa care oscilează. Astfel, pentru un pendul cu resort (o greutate suspendată de un resort) avem :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{k}{m}},$$

unde k este coeficientul de elasticitate iar
m — masa ($p = kx$, unde p este forţa de întindere a resortului iar x este deplasarea produsă de această forţă) ; pentru un pendul matematic $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$, unde g — acceleraţia gravitaţiei iar l este lungimea pendulului. Pentru un circuit oscilant, format dintr'o inductanţă L (henry) şi o capacitate C (farazi) $\omega = \sqrt{\frac{1/C}{L}}$, deoarece L este analog masei, iar $1/C$ coeficientului de elasticitate în baza echivalenţei dintre mărimile mecanice şi cele electrice.

5. Intr'un sistem oscilant conservativ (care nu are pierderi de energie în spaţiul înconjurător) suma energiilor cinetică şi potenţială este constantă.

6. In cazul unor oscilaţii sinusoidale, poziţia momentană a unei particule se determină prin relaţia $x = x_0 \sin \omega t$, unde x_0 este amplitudinea oscilaţiei. Atunci viteza $v = \frac{dx}{dt} = \omega x_0 \cos \omega t$ şi acceleraţia $a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x_0 \sin \omega t$. Deoarece forţa care acţionează (în cazul de faţă forţa elastică) este proporţională cu acceleraţia [1]), se poate spune că în caz de oscilaţie a sistemului, la amplitudini x_0 constante, eforturile care se produc în sistem sunt proporţionale cu pătratul frecvenţei $P = \omega^2 x_0$, adică cresc repede odată cu frecvenţa.

7. Oscilaţiile cele mai simple ale unei particule sunt oscilaţiile dealungul unei drepte. Oscilaţiile se pot produce simultan dealungul fiecăreia din axele

---

[1]) In cazul sistemelor conservative. (N. trad.)

coordonate XYZ. Deplasările, vitezele și acceleraţiile rezultante se află după regula compunerii vectorilor. In cazul unor oscilaţii care au loc într'un plan, traiectoria mișcării este o elipsă (polarizare eliptică) care poate, în caz particular, să devină un cerc (polarizare circulară) sau o dreaptă (polarizare liniară).

8. Viteza de propagare v a mișcării ondulatorii depinde de densitatea ρ a mediului și de elasticitatea E și are expresia $v^2 = E/\rho$. Atunci când mediul absoarbe energia undelor, viteza v începe să depindă de perioada T (apare „dispersia" undelor).

9. Orice mediu care se află într'o stare de oscilaţie, adică este parcurs de unde, posedă o rezervă de energie. Deaceea în baza legii de conservare a energiei, mediul trebue să opună o anumită rezistenţă la intrarea undelor din exterior în el. Rezistenţa de intrare a unui fir (a unei coarde) este $R_{intr} = vm$, în care v este viteza de propagare a undei iar m este masa pe unitatea de lungime. Rezistenţa de intrare a unei linii electrice este $R_{intr} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$, unde L_0 și C_0 sunt parametrii de lungime a liniei electrice având constantele uniform distribuite. Rezistenţa de intrare a spaţiului pentru oscilaţii acustice este $R_{intr} = v\rho$; de exemplu pentru aer la $T = 20°C$, $R_{intr} = 42$ unităţi, pentru o undă marină $R_{intr} = 166\,000$ unităţi; pentru o undă electromagnetică $R_{intr} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\ \Omega$ In acest caz $R_{intr} \sqrt{\varepsilon_0} = \text{const.}$

10. Dacă două medii au R_{intr} egale, unda trece dintr'un mediu în celălalt, fără să se reflecte; în caz contrar, se produce o reflecţie a undei. Coeficientul de reflecţie este $k = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$. Unda reflectată se propagă în sens invers. Amplitudinea ei este $A_{ir} = kA$, unde A este amplitudinea undei ce cade normal pe planul de separaţie a celor două medii.

11. In cazul când unda cade normal pe planul de separaţie, acesta trebue să fie șlefuit sau polizat, astfel ca decalajul dintre unda reflectată și cea incidentă să fie mai mic de 1/10—1/12 din lungimea ei de undă. Dacă însă incidenţa este oblică, o astfel de prelucrare a suprafeţei nu este necesară. O oglindă cu asperităţi reflectă la început (pentru un unghi mic între rază și normala la suprafaţa oglinzii) undele (radiaţiile) lungi, iar pe măsura creșterii unghiului, va reflecta undele (radiaţiile) cu lungimi de undă din ce în ce mai scurte. Pentru unghiuri apropiate de 90° (în cazul unei incidenţe aproape tangente la suprafaţă) se reflectă și unde (radiaţii) cu lungime de undă scurtă apropiată de cea a razelor Röntgen ($\lambda \approx$ Å).

12. Proprietăţile de reflecţie a undelor sunt folosite la sondele acustice (unde acustice sau ultraacustice) precum și la staţiile de radiolocaţie (unde electromagnetice). Undele acustice pot pătrunde în adâncul apelor și astfel cu ajutorul lor se poate studia fundul mării. In cazul unor condiţii favorabile, cu ajutorul radiolocaţiei, se poate „vedea" la câteva mii de km (aprox. 2 500 km).

13. Energia transportată de unde este proporţională cu pătratul amplitudinii lor. Radiaţia electromagnetică a soarelui este sursa cea mai puternică de energie. Astfel, în medie pe fiecare metru patrat din suprafaţa pământului cad ~ 2 kW (0,2 W/cm²). Alte mișcări ondulatorii sunt valurile mării; dacă înălţimea lor este de 1 m (amplitudinea 0,5 m), ele au o energie de 18 000 kW pe fiecare km perpendicular pe direcţia lor de propagare. In cursul unui cutremur catastrofal, energia purtată de unde este colosală și atinge valoarea de 10^{25} ergi, ceeace corespunde energiei produse de o centrală electrică cu o putere de 100 000 kW, care ar funcţiona fără întrerupere timp de 325 ani. Energia necesară undelor pentru funcţionarea organelor noastre de simţ (ochi și urechi) este foarte mică. Minimul — pragul de audibilitate — corespunde unei valori de 10^{-16} W/cm², iar valoarea maximă — senzaţia dureroasă — unei valori de $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ W/cm².

CUPRINSUL

	Pagina
Introducere	3
Cap. I. Unde electromagnetice	9
Cap. II. Oglinzi şi lentile	30
Cap. III. Dela joasa frecvenţă la înalta frecvenţă	44
Cap. IV. Oscilatori speciali pentru frecvenţe ultraînalte	68
Cap. V. Ghiduri de unde	87
Cap. VI. Cavităţi rezonante	107

Scanned with OKEN Scanner

Redactor de carte: Ing. Leon Mihail; Tehnoredactor: Vasilescu Constantin; Corector: Pompilian Florin.

Dat la cules 22.VII.1953. Bun de tipar 25.IX.1953. Hârtia semivelină 65 g/m², ft 61×86/16. Coli editoriale 8,50, coli tipografice 7,50. Prețul unui exemplar lei 6,71. Comanda 299 A03367/953.

Pentru bibliotecile mari indicele de clasificare zecimală 621.3.029.

Pentru bibliotecile mici 621.

Tiparul executat la Intreprinderea Poligrafică 3 București, B-dul 6 Martie R. P. R.

Scanned with OKEN Scanner